ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 27 MAI 1929.

PRÉSIDENCE DE M. Louis MANGIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

OCÉANOGRAPHIE. — *Variations lentes du niveau moyen de la mer sur le littoral français.* Note de MM. **Ch. Lallemand** et **E. Prévot.**

Le niveau moyen de la mer, auquel, en principe, est rapportée l'altitude des repères dans les grands nivellements nationaux, n'est pas immuable, comme on pourrait le croire. Avec le temps, il subit de petites oscillations, dont, il est vrai, la répercussion sur la cote moyenne s'atténue progressivement, à mesure que s'allonge la période sur laquelle portent les observations.

En France, deux stations surtout se prêtent à l'étude du phénomène. Ce sont :

1° Sur l'océan Atlantique, Brest, où, depuis 1851, fonctionne un marégraphe du Service Hydrographique de la Marine;

2° Sur la Méditerranée, Marseille, où, depuis 1885, des observations régulières très précises se poursuivent au moyen d'un marégraphe totalisateur et de plusieurs medmarémètres installés dans ce port ou dans son voisinage.

Un premier examen des résultats obtenus en ces deux régions semblait accuser, pour le niveau moyen annuel, un exhaussement continu d'environ *trois quarts de millimètre par an* (1), imputable, croyait-on, à un lent affaissement du sol.

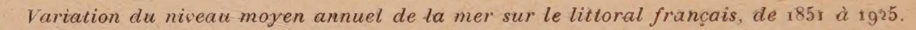
---

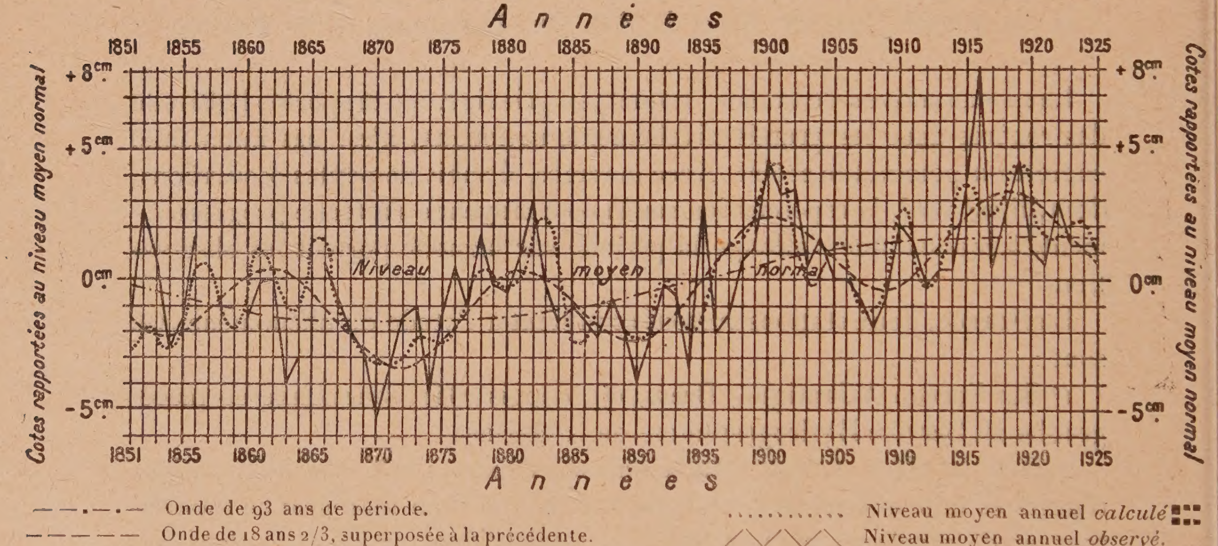
(1) *Rapport sur les travaux du Service de Nivellement général de la France de 1922 à 1924* (*Deuxième Congrès de l'Union internationale de Géodésie et de Géophysique*, Rapport 7 *b*, Madrid, 1924).

En vue de pouvoir mieux élucider la chose, M. E. Prévot a eu l'idée de juxtaposer au relevé des altitudes du niveau moyen de l'Océan à Brest, durant la période de 1851 à 1884, le diagramme des altitudes du niveau moyen annuel de la Méditerranée à Marseille pour la période de 1885 à 1925.

Entre les indications recueillies dans les deux stations, il existait, pour la période commune (1885 à 1906), un écart systématique de 26^{mm}, dû, sans doute, aux erreurs inévitables du nivellement qui relie les deux ports.

En éliminant cet écart, on a obtenu, pour figurer les variations du niveau moyen annuel de la mer sur le littoral français, durant la période considérée de trois quarts de siècle (1851 à 1925), la ligne brisée, en *trait plein*, du diagramme ci-après.


Variation du niveau moyen annuel de la mer sur le littoral français, de 1851 à 1925.



L'analyse de ce tracé a mis en évidence, non pas, comme on l'avait cru tout d'abord, un affaissement continu du sol, mais un mouvement oscillatoire complexe, résultant de la superposition de plusieurs ondes d'origine astronomique, définies dans le tableau suivant :

(1) Au moyen de la formule de prévision de M. Prévot (voir ci-après).

Tableau des ondes composantes du lent mouvement oscillatoire de la mer.

Origine présumée de chacune des ondes composantes.	Éléments caractéristiques. Période p.	Amplitude (calcul prov^{re}) $2a$.
	années	mm
1° Révolution de la ligne des nœuds de l'orbite lunaire..	18,6	35
2° Harmonique de un quart de l'onde précédente.......	4,65	12
3° Harmonique quintuple de la même onde [1], correspondant à 93 révolutions de la Terre sur son orbite (93 années tropiques de 365, 242 jours)..........	93	33
4° Variation périodique du magnétisme terrestre et du déplacement en latitude des taches solaires.......	11,1	10
5° Harmonique moitié de l'onde précédente...........	5,55	8
6° Révolution du périgée de l'orbite lunaire............	8,85	10
7° Harmonique moitié de l'onde précédente............	4,425	10

Pour la prévision, à longue échéance, du niveau moyen annuel, M. Prévot a proposé la formule ci-après :

$$\mu = C + \Sigma a \frac{\sin 2\pi(B - A)}{p},$$

dans laquelle :

μ représente l'altitude cherchée du niveau moyen annuel pour l'année B ;
C, une constante locale, savoir : 21^{mm} pour Marseille ; 47^{mm} pour Brest ;
a et p, respectivement la demi-amplitude et la période de chacune des sept ondes composantes ;
A, l'une des années où la branche ascendante de l'onde composante considérée recoupe l'axe de celle-ci.

La ligne tracée en *pointillé* représente les variations annuelles du niveau moyen de 1851 à 1925, calculées à l'aide de cette formule. Les écarts entre cette ligne pointillée et la ligne pleine donnent une idée du degré d'approximation susceptible d'être obtenu dans la prévision dont il s'agit.

Les écarts résiduels sont probablement imputables à des influences météorologiques.

En résumé, la preuve semble faite que *l'exhaussement du niveau de la mer, constaté sur notre littoral pendant les trois derniers quarts de siècle,*

---

(1) Période déjà signalée, en 1921, par M. Joseph Lévine, dans son *Atlas météorologique*, à propos de la périodicité des minima barométriques à Paris.

reconnaît pour cause, non pas, comme on l'avait cru, un lent affaissement du sol, mais des phénomènes astronomiques de nature périodique.

L'amplitude totale de l'oscillation régulière serait d'environ $7^{cm},5$ (¹).

D'après l'examen du diagramme, l'onde lunaire précessionnelle (18,6 ans) paraissant être, de toutes les ondes en question, la mieux déterminée, il est intéressant d'en comparer l'amplitude réelle observée, avec l'amplitude théorique m déduite de la formule

$$m = 0,066, \quad R\alpha_m\left(1 - \frac{3}{2}\cos^2 l\right),$$

autrefois établie par M. Ch Lallemand (²) et dans laquelle :

R désigne le rayon terrestre moyen = 6357^{km};
l, la latitude du lieu considéré ;
α_m, $\left(= \frac{1}{11600000}\right)$, l'aplatissement que prendrait la géoïde dans l'hypothèse d'une Terre absolument rigide soumise à l'attraction de la Lune supposée à sa moyenne distance de notre globe.

Pour Marseille ($l = 43°,3$), on trouve : $m = 7^{mm}$;
Pour Brest ($l = 48°,3$), on trouve : $m = 12^{mm}$.

Ces amplitudes supposent une Terre rigide, mais si l'on admet, comme cela paraît aujourd'hui accepté, que notre globe est élastique et présente seulement une rigidité comparable à celle de l'acier, les chiffres en question devraient être réduits d'un tiers et descendraient à environ 5^{mm} pour Marseille et 8^{mm} pour Brest; soit, respectivement, au septième et au quart de l'amplitude effective correspondante, 35^{mm}, ci-dessus calculée.

Les mêmes causes, qui amplifient parfois considérablement l'onde semi-diurne, sembleraient donc agir aussi, dans une certaine mesure, sur les ondes océaniques à très longue période.

SÉROTHÉRAPIE. — *Sur les résultats thérapeutiques donnés par un nouveau sérum antistreptococcique.* Note de M. **H. Vincent.**

Des tentatives nombreuses ont été faites en vue d'obtenir, par les méthodes usuelles, un sérum thérapeutique efficient contre les infections

(¹) Bien qu'on ait relevé un écart de plus de 13^{cm} entre le plus haut et le plus bas des niveaux moyens annuels observés.

(²) *Comptes rendus*, **149**, 1909, p. 474, et *Annuaire du Bureau des Longitudes pour* 1910, Notice B, p. 31.

dues au streptocoque. Mais il ne semble pas qu'elles aient été couronnées de succès. S'il est vrai que, du point de vue immunologique, le streptocoque possède, en effet, un pouvoir antigénique manifestement moins actif que n'en ont d'autres agents infectieux, et si, pour cette raison, il n'éveille pas la formation d'anticorps à un degré aussi prompt ni aussi élevé, cependant ces propriétés n'en sont pas moins réelles lorsqu'on s'adresse à certaines races de streptocoques sélectionnées et entretenues dans des milieux où elles se développent en cultures très riches et où elles conservent une forte vitalité. De très faibles doses initiales de ces cultures peuvent alors déterminer la mort des chevaux (1).

J'ai préparé un sérum antistreptococcique dont les effets curatifs méritent d'être signalés. Ils se sont vérifiés par des guérisons inespérées dans certaines infections considérées comme très graves : érysipèle malin de l'adulte, érysipèle ombilical du nouveau-né, fièvre puerpérale et même septicémie streptococcique.

Dans l'érysipèle à forme maligne (hyperthermie, prostration, ataxo-adynamie, délire, albuminurie, hématurie), les doses moyennes et quotidiennes de 80^{cm^3} du sérum ont habituellement amené la chute brusque de la fièvre, en 24 heures ou 48 heures. L'érysipèle pâlit très rapidement; les phénomènes nerveux, le délire, l'albuminurie, l'anurie, etc., en un mot les symptômes qui caractérisent les formes sévères de cette infection cèdent en même temps que l'hyperthermie. Les essais faits dans un grand service de maladies contagieuses ont été pratiqués uniquement sur des malades dangereusement atteints. Ceux qui ont succombé n'avaient presque tous reçu que des doses très insuffisantes de sérum (une ou deux injections de 20^{cm^3} à 40^{cm^3}).

Voici des exemples d'action curative du sérum dans des cas considérés comme mortels.

Jeune homme de 20 ans atteint (1er juin 1926) d'érysipèle de la face s'étendant ensuite à la tête, à la nuque, au dos, aux membres supérieurs. Oligurie très prononcée, albuminurie, fièvre élevée. Quatre jours après,

---

(1) J'ai publié, depuis l'année 1907 (*C. R. de la Société de Biologie*, **63**, 1907, p. 623 et 695; **67**, 1909, p. 679; **95**, 1926, p. 1525. *Annales de l'Institut Pasteur*, **22**, 1908, p. 341. *Comptes rendus*, **182**, 1926, p. 1307; **184**, 1927, p. 921; etc.), des travaux qui ont établi les fonctions antitoxiques et cryptotoxiques des sels sodiques de certains acides saturés ou non saturés appartenant à la série acyclique. Leur emploi m'a permis d'apporter, à la préparation des antigènes, des perfectionnements utiles, par l'atténuation de la toxicité de ces antigènes.

apparition de *signes de toxi-infection exceptionnellement grave :* prostration, perte de connaissance, faciès figé, fixité du regard; le malade, sidéré, conserve pendant plusieurs minutes les attitudes données à ses membres. Incontinence d'urine.

En même temps, l'*éruption s'étend au dos qu'elle envahit tout entier.* Le malade est profondément prostré et émacié. *Escarre sacrée. Myocardite,* dyspnée, *pouls accéléré, incomptable.*

Les divers traitements employés étaient demeurés sans effet. L'état du malade est désespéré.

Le 16 juin, injection intraveineuse du sérum antistreptococcique préparé suivant ma méthode. Le lendemain et le surlendemain, nouvelles injections sous-cutanées. « A partir de ce moment *arrêt brusque de la toxi-infection, amélioration très rapide, presque à vue d'œil.* » *Guérison en quelques jours* (Dr Christau).

L'exemple ci-après n'est pas moins démonstratif. Il concerne un nouveau-né atteint d'*érysipèle ombilical.* Cette infection entraîne presque toujours la mort (Trousseau, Tarnier, Maguillat). Chez un nouveau-né de l'Hôpital Claude-Bernard, atteint d'érysipèle de l'ombilic, *la température était montée à 42°.* L'état de cet enfant était extrêmement grave. On injecte 10^{cm^3} de sérum antistreptococcique de Vincent. Le soir même, la température descendait à 38°,5; le lendemain, apyrexie définitive. *Guérison en quelques jours* (Professeur P. Teissier).

Dans la *fièvre puerpérale* accompagnée de phénomènes généraux redoutables, le sérum rend de grands services. Il amène, le plus souvent, en 24 ou 36 heures, la disparition des symptômes infectieux et la défervescence complète.

La *septicémie* à streptocoques comporte un pronostic fatal. Il en est de même de l'endocardite lente maligne à *Streptococcus viridans*. Dans deux de ces cas, le sérum a amené une amélioration évidente et rapide, mais qui n'a pas persisté. Peut-être les doses de sérum ont-elles été insuffisantes.

Cependant, le même sérum a déterminé la guérison d'une jeune femme atteinte de *septicémie streptococcique* bactériologiquement vérifiée. Après l'accouchement, hémorragie massive, shock très marqué, pouls à 180, presque imperceptible. Fièvre (40°,2), violents frissons à récidives, dus à la septicémie puerpérale compliquée d'érysipèle de la fesse, puis de la cuisse, à point de départ génital. *Hémoculture positive* (S. hémolytique). *État extrêmement grave.*

L'injection quotidienne, pendant 10 jours, de sérum antistreptococcique a amené la *complète guérison* (Professeur Brindeau et Dr Guilmard).

Les localisations streptococciques traitées par le sérum régressent souvent avec une grande rapidité. Mais elles sont susceptibles de se rallumer après leur défervescence, si l'état d'immunité conférée par la sérothérapie n'est pas entretenu après la chute thermique. C'est pourquoi il est nécessaire de maintenir encore, pendant plusieurs jours, les malades sous l'influence des injections de sérum. L'expérience a montré, en particulier, la nécessité de cette précaution dans la fièvre puerpérale à streptocoques. Chez deux malades d'un service hospitalier de Paris, gravement atteintes de cette infection, la disparition complète, en 24 heures, sous l'influence de la sérothérapie, de la fièvre et des symptômes infectieux, avait fait croire à leur guérison définitive. Malgré mon conseil, la sérothérapie avait été suspendue. Or les deux malades — non traitées de nouveau — ont succombé à un retour brusque d'infection survenu 48 heures après cette rémission.

Par contre, lorsqu'on reprend sans tarder les injections de sérum antistreptococcique, la fièvre s'éteint de nouveau et la guérison est assurée.

La même constatation a été faite dans un cas d'érysipèle à pronostic très inquiétant (hyperthermie 41°,1, délire violent et tenace, alternant avec la stupeur, albuminurie intense, œdème de la glotte, etc.). Après la chute thermique et la disparition de tous ces symptômes à la suite des trois premières injections de sérum, on négligea de continuer la sérothérapie. Trente heures après, ascension fébrile très élevée, retour de l'éruption : une nouvelle injection de sérum arrêta net cette récidive. La guérison fut, cette fois, définitive (Professeur Pilod).

Ces faits ont la signification d'une contre-épreuve expérimentale. Ils confirment l'activité du sérum et mettent en évidence, d'une autre manière, l'influence spécifique de cette méthode thérapeutique sur les déterminations streptococciques.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur les puissances et hormanances mutuelles des courants alternatifs non sinusoïdaux.* Note (1) de M. **André Blondel.**

On peut éclaircir la question très discutée du facteur de puissance dans les réseaux à courants alternatifs non sinusoïdaux en adoptant une meilleure

(1) Séance du 22 mai 1929.

terminologie et en faisant appel à la notion de puissance mutuelle, telle qu'elle résulte des travaux de Heaviside (*Electrical papers*, t. 2).

1° *Terminologie.* — Il est désirable de renoncer au vocable « puissance réactive » pour désigner le produit d'une tension par un courant déphasé d'un quart de période par rapport à elle; car ce produit a précisément pour caractéristiques qu'il ne contient pas de puissance et qu'il ne résulte pas d'une réaction dans le sens usuel (c'est-à-dire un effet opposé à l'action), mais bien d'un décalage de cette action qui ne lui permet pas de s'opposer à l'action ([1]). Plus choquant encore est le terme d' « énergie réactive » appliqué au produit de la puissance réactive par un temps; ce terme ne paraît même pas légal pour les contrats de vente de l'énergie, puisqu'il représente non une énergie, mais une « anergie », au sens privatif du préfixe *a*.

Il paraît donc nécessaire d'appliquer un nom approprié à tout phénomène de circulation de courant d'excitation, par opposition au courant de travail; et, dans ce qui suit, nous donnerons à tout produit sans puissance réelle d'une tension moyenne par un courant moyen, en courants alternatifs, le nom de *Hormanance* (du mot grec ὁρμαινω, exciter, dont les biologistes ont déjà tiré en français le mot hormone (par un solécisme, au lieu de hormane); et nous appellerons aussi *hormanergie* le produit d'une hormanance par un temps.

Puissances mutuelles. — Nous rappellerons que, dans tout circuit complexe, comprenant des mailles plus ou moins compliquées présentant des résistances R, des capacités C et des inductances L, en série, on peut distinguer à chaque instant les énergies potentielles électrostatiques W_e et électromagnétiques W_m

$$W_e = \frac{1}{2}\frac{\Sigma q_p^2}{C_p} + \Sigma\frac{q_p q_q}{C_{pq}}, \qquad W_m = \frac{1}{2}\Sigma L_p i_{p^2} + \Sigma L_{pq} i_p i_q,$$

et l'énergie consommée par effet Joule

$$W_j = \int (\Sigma R_p i_p^2 + 2\Sigma R_{pq} i_p i_q)\, dt,$$

équations dans lesquelles les q représentent les quantités d'électricité, les I les courants, C_{pq} les capacités mutuelles, L_{pq} les inductances mutuelles, R_{pq} les résistances mutuelles.

([1]) C'est pour cette raison que les électriciens allemands ont rejeté l'expression puissance réactive au profit du mot *Blindleistung*, fourniture aveugle, par analogie avec l'épithète *aveugle* donnée par eux à la fausse fenêtre : « blindes Fenster ».

La puissance instantanée fournie par une source E à un tel réseau fait équilibre à la variation des énergies potentielles et aux pertes par effet Joule, ce qu'exprime l'équation

$$(1)\qquad ei = \Sigma R_p i_q^2 + 2\Sigma R_{pq} i_p i_q + \frac{dW_e}{dt} + \frac{dW_m}{dt}.$$

Si, à un tel régime, on superpose un autre régime entretenu par une autre source de courant alternatif (ou par le même), ce second régime peut donner lieu à une série d'équations semblables, mais les puissances de l'ensemble des deux régimes superposés contiennent, outre la somme des puissances séparées des deux régimes, des termes qu'on peut appeler des *puissances mutuelles*. Si, par exemple, on a deux régimes dont les variables sont distinguées par un ou deux accents respectivement, on aura pour la puissance totale instantanée (¹) :

$$(2)\qquad p = \frac{d}{dt} w'_e + \frac{d}{dt} w''_e + \Sigma R_p i_q^2 + 2\Sigma R_{pq} i_p i_q + \frac{d}{dt} w'_m + \frac{d}{dv} w''_m + \frac{d}{dt}[w_e]^{(m)} + \frac{d}{dt}[w_m]^m + p_j^m,$$

en posant

$$(3)\qquad \begin{cases} p_j^{(m)} = 2\Sigma R_q i'_q i''_q + \Sigma R_{pq}(i'_p i''_q + i''_p i'_q), \\ [w_e]^m = \Sigma \dfrac{q'_p q''_p}{c_p} + \Sigma \dfrac{q'_p q''_q}{c_{pq}}, \\ [w_m]^m = \Sigma L_p i'_p i''_q + \Sigma L_{pq} i'_p i''_q. \end{cases}$$

Un cas particulièrement intéressant d'application de ce principe sera celui des courants non sinusoïdaux ; on peut considérer d'abord l'effet de la superposition des deux régimes de pulsation différente ω_p et ω_q, puis étendre les résultats à toutes les paires d'harmoniques.

Si l'on appelle U_p, U_q et I_p, I_q les tensions et courants des deux régimes, ψ_p, ψ_q et φ_p, φ_q leurs décalages de phase par rapport à une origine de temps commune, on trouve immédiatement pour les puissances instantanées

$$(4)\qquad \begin{aligned} ui = {} & U_p I_p \cos(\psi_p - \varphi_p) + U_q I_q \cos(\psi_q - \varphi_q) + U_p I_p \cos(\omega_p + \omega_p + \psi_p + \varphi_p) \\ & + U_q I_q \cos(\omega_q + \omega_q + \psi_q + \varphi_q) \\ & + U_q I_p \{\cos[(\omega_p + \omega_q)t + \psi_q + \varphi_p] + \cos[(\omega_p - \omega_q)t + \psi_q + \varphi_p)\} \\ & + U_p I_q \{\cos[(\omega_p + \omega_q)t + \psi_p + \varphi_q] + \cos[(\omega_p - \omega_q)t + \psi_p + \varphi_q]\}. \end{aligned}$$

(¹) Les puissances moyennes correspondantes en notations complexes contiennent des termes imaginaires de puissance

$$P_e^{(m)} + P_m^{(m)} \Sigma j\omega\left(\frac{Q'_p Q''_p}{c_p} + \frac{Q'_p Q''_p}{c_p c_q}\right) + \Sigma j\omega(L_p I'_p I''_p + L_{pq} I'_p I''_p),$$

qui suscitent les hormanances mutuelles.

La première ligne constitue la somme des puissances moyennes de chaque régime augmentées des puissances oscillantes individuelles de ces deux régimes. Les deux autres lignes réprésentent des puissances *mutuelles* oscillantes. Si l'on considère les *puissances moyennes*, les termes oscillants qui sont fonction des deux fréquences s'annulent, comme on le sait ; mais si l'on veut définir les hormanances qui résultent des courants oscillatoires ne donnant pas de puissance, il est évident par cette équation que ces hormanances doivent comprendre non seulement les hormanances dues aux puissances oscillantes individuelles mais encore celles qui correspondent à la combinaison $\omega_p + \omega_q$: on doit rejeter *a priori* comme inexactes toutes les expressions qui ont été proposées pour déterminer, dans le cas de courants non sinusoïdaux, la puissance réactive, sans hormanances mutuelles ([1]).

Pour les obtenir, le plus simple est de comparer la puissance apparente UI aux puissances individuelles des deux régimes, en utilisant une intéressante méthode due à M. Budeanu [*Puissances réactives* (Bucarest, 1928)] ([2]), tout en la simplifiant énormément. Soient

$$U = \Sigma U_p \cos(\omega pt + \psi_p); \qquad I = \Sigma I_q \cos(\omega qt + \varphi_q).$$

On peut écrire, par conséquent, la puissance apparente sous la forme

$$(5) \qquad (UI)^2 = P^2 + H^2_{\text{app}} = [\Sigma U_p I_p \cos(\psi_p - \varphi_p)]^2 + H^2_{\text{app}}$$
$$= [\Sigma U_p I_p \cos(\psi_p - \varphi_p)]^2 + [\Sigma U_p I_p \sin(\psi_p - \varphi_p)]^2 + H^2_m,$$

$$(6) \qquad H^2_m = (\Sigma U^2_p)(\Sigma I^2_q) - [\Sigma U_p I_p \cos(\psi_p - \varphi_p)]^2 - [\Sigma U_p I_p \sin(\psi_p - \varphi_p)]^2.$$

Nous appelons hormanance *apparente* H_{app} tout l'ensemble des termes supplémentaires calculés deux à deux, et hormanance *mutuelle* tous les termes qui contiennent des produits de variables d'indices différents. Dans (G) figure un terme d'hormanance homogénétique, c'est-à-dire ne

---

([1]) On a proposé par exemple, pour caractériser la puissance réactive d'un régime non sinusoïdale, une roue des quatre expressions suivantes :

$$\frac{1}{T}\int_0^T uq\,dt; \quad \frac{1}{T}\int_0^T i\Phi\,dt; \quad \frac{1}{T}\int_0^T i\frac{du}{dt}\,dt; \quad \frac{1}{T}\int_0^T u\frac{di}{dt}\,dt,$$

Φ étant le flux magnétique qui produit la tension u, et T la période. Quand on applique les deux premières à des tensions et des courants développés en série de Fourier, on est conduit à la forme $\Sigma \frac{1}{p} U_p I_p \sin(\psi_p - \varphi_p)$, et par les secondes à une forme analogue $\Sigma p U_p I_p \sin(\psi_p - \varphi_p)$; dans aucune on ne trouve des produits de tensions et de courants d'indices différents comme il le faudrait pour les justifier.

([2]) Nous retrouverons les mêmes puissances fictives sous des aspects différents.

comprenant que des produits des mêmes indices

$$H_h = \Sigma U_p I_p \sin(\psi_p - \varphi_p),$$

que l'on a quelquefois considéré à tort comme pouvant représenter à lui seul la puissance réactive que nous appelons hormanance; il n'est qu'une partie de celle-ci, mais intéressante à séparer parce qu'elle est conservative, comme dans le cas de courants sinusoïdaux. Au contraire, les termes hétérogénétiques dont la résultante constitue l'hormanance mutuelle H_m :

$$H_c^2 = \Sigma[U_p I_q \sin(\psi_p - \varphi_q) - U_q I_p \cos(\psi_q - \varphi_p)]^2$$
$$\equiv \Sigma[U_q I_p \cos(\psi_q - \varphi_p) - U_p I_q \cos(\psi_p - \varphi_q)]^2;$$
$$H_s^2 = \Sigma[U_p I_q \sin(\psi_p - \varphi_q) - U_q I_p \sin(\psi_q - \varphi_p)]^2$$
$$\equiv \Sigma[U_q I_p \sin(\psi_q - \varphi_p) - U_p I_q \sin(\psi_p - \varphi_q)]^2,$$

ne présentent de conservation que pour les *carrés* (¹), ce qui ne permet pas d'en faire des applications pratiques utiles.

Unités. — On peut recommander d'employer pour les hormanances, comme unité pratique, le *voltampère*, pour bien marquer qu'elles ne correspondent pas à de l'énergie réelle, à laquelle l'unité *watt* est essentiellement réservée; de même le volt-ampère-heure doit être réservé comme unité d'hormanergie, au lieu du watt-heure, adopté pour l'unité d'énergie (²).

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — *Contribution à l'étude de la matière fulminante.* Note (³) de M. E. **Mathias**.

1. Lorsque le paratonnerre de Franklin est foudroyé par l'éclair fulgurant linéaire, la matière fulgurante est ramenée, en vertu de sa conduc-

(¹) La propriété conservative de chacun des polynomes mis entre parenthèses dans l'ensemble du réseau résulte de l'équivalence des deux formes données pour chacun d'eux. La première forme montre, à simple vue, la conservation en tout point du réseau (les U étant constants en un nœud du réseau); la seconde forme montre de même la conservation le long de tout côté des mailles du réseau (les I étant constants le long d'un conducteur).

(²) Il ne manque pas, en physique, de nombreux exemples d'emploi d'unités distinctes employées pour des quantités ayant même grandeur physique, mais répondant à d'autres concepts; par exemple, en photométrie, on est obligé d'adopter une unité de flux lumineux distincte de celle de l'intensité lumineuse; de même, en magnétisme, on distingue l'unité de flux magnétique de l'unité d'intensité magnétique à la surface d'une pièce polaire d'aimant, bien que ces deux quantités aient exactement les mêmes grandeurs physiques.

(³) Séance du 22 mai 1929.

tibilité et de celle du paratonnerre, au potentiel du sol; étant déchargée, elle se décompose spontanément en ses éléments, qui sont ceux de l'air et disparaît sans laisser de traces. Il en est de même lorsque la matière fulminante, chaude et conductrice, est amenée directement au contact de l'eau de la mer ou de l'eau du sol : fleuves, rivières, étangs, mares, etc., à l'exception des citernes isolées du sol. On conçoit donc l'efficacité du paratonnerre à tige vis-à-vis de la décharge de l'éclair fulgurant *pour laquelle il a été inventé*.

Dans la théorie classique, l'éclair (ou mieux : *son reste*) est une forme visible du courant électrique naturel qui frappe le paratonnerre de Franklin, *dans la masse duquel il semble entrer* pour se perdre dans le sol par l'intermédiaire du conducteur du paratonnerre et des matières conductrices qui établissent avec le sol un contact parfait.

Dans notre manière de voir, la matière fulminante de l'éclair qui frappe la tige du paratonnerre, ou une masse d'eau au contact du sol, *ne pénètre nullement ni dans le sol, ni dans le paratonnerre. Elle se décompose instantanément à leur contact* parce qu'ils la déchargent instantanément et qu'elle se refroidit de même.

2. On s'explique très bien, au contraire, le peu d'efficacité du paratonnerre à tige vis-à-vis de l'éclair sphérique ou globulaire, qui a souvent fait remettre en question la valeur de la géniale découverte de Franklin.

La matière fulminante d'un éclair fulgurant qui frappe le paratonnerre n'existe que depuis un temps très court (quelques centièmes de seconde), car elle est fréquemment d'un blanc éblouissant; aussi sa température est très élevée et sa conductibilité pour la chaleur et l'électricité *maxima*. Au contraire, la matière fulminante d'un éclair sphérique est vieille quelquefois de plusieurs minutes; elle est fortement refroidie, sa couleur est rouge plus ou moins sombre et elle conduit médiocrement la chaleur et l'électricité.

En dehors de la *conductibilité médiocre* de la matière fulminante refroidie, les *formes géométriques* de la sphère et de la tige cylindrique ou conique ne permettent qu'un contact ponctuel entre les deux surfaces, que l'éclair sphérique touche le paratonnerre par sa pointe ou latéralement.

Le *contact physique* de la matière fulminante et du paratonnerre n'a donc lieu que par un très petit nombre de points, la désélectrisation se faisant très mal, c'est-à-dire lentement.

Supposons le cas le plus favorable : la matière fulminante est d'un blanc éblouissant et conductrice au maximum. Alors la conductibilité ne joue pas

parce que la matière incandescente est à l'état de *caléfaction* vis-à-vis de la substance froide du paratonnerre, plus ou moins oxydée. Il n'y a contact physique que de temps en temps, surtout si la matière fulminante est *impure*, et entourée comme telle d'une couche de vapeur d'eau qui isole littéralement la substance incandescente. Un contact de quelques points, pendant quelques secondes, n'est pas suffisant pour amener la matière fulminante au potentiel du sol.

Enfin il y a une autre raison qui désavantage le paratonnerre de Franklin vis-à-vis de la foudre globulaire. Dans les décharges partielles des gros globes, l'énergie explosive de leur substance peut détruire mécaniquement la tige ou le conducteur du paratonnerre avant qu'ils n'aient exercé leur rôle protecteur de décharge électrique.

3. Pour protéger les édifices contre des éclairs sphériques de rayon médiocre ou faible (15^{cm} de diamètre au plus) qui, *tombant des nuages*, *les abordent lentement par la partie supérieure*, on conçoit l'intérêt de toitures en zinc à pente faible, terminées sur leurs côtés par de larges gouttières métalliques *bien* reliées au sol comme la toiture elle-même. En effet, les foudres sphériques qui se promènent dessus se déchargent, tout en roulant doucement et finissent par s'éteindre quand elles sont au potentiel du sol.

Remarques sur la défense d'un édifice contre la foudre globulaire. — Cette dernière n'est vulnérable que du côté électrique, en ce sens que, par contact avec un plan métallique en relation avec le sol, on peut essayer de la désélectriser; si l'on y arrive, les explosions partielles *dues aux hétérogénéités thermiques* ne faisant plus que du bruit, on n'a plus à craindre l'explosion proprement dite, la matière fulminante déchargée disparaissant en fusant.

Toute la difficulté consiste donc à désélectriser la foudre globulaire; c'est possible, à la rigueur, comme on vient de le voir, quand la foudre est d'un diamètre moyen ou petit et qu'elle tombe lentement sur le toit métallique, légèrement en pente sur ses quatre faces, de l'édifice qu'on veut protéger.

Il arrivera souvent que les globes, en roulant sur cette toiture de zinc, y feront des trous et des déchirures parce que le contact de la matière fulminante incandescente avec le métal volatil aura été trop grand ou trop prolongé; mais il vaut mieux avoir à remplacer quelques feuilles de zinc que de voir l'édifice détruit ou fortement endommagé.

Si, en vaguant dans l'air et poussé par un coup de vent, la foudre globulaire attaque l'édifice *latéralement*, il n'y a plus de défense électrique possible, car on ne peut vraiment pas proposer de recouvrir extérieurement les édifices à protéger d'une carapace métallique en relation avec le sol.

Le contact de la foudre globulaire avec ce revêtement vertical ne pouvant durer qu'un petit nombre de secondes, ou bien on ne pourra éviter *l'explosion par choc*, ou bien le contact sera insuffisant comme temps pour décharger la foudre globulaire, qui demeurera toujours dangereuse par la possibilité de son explosion spontanée.

On retrouve ainsi, par le raisonnement, le danger des foudres globulaires *latérales* constaté maintes fois, et pour lequel le système de protection de Melsens n'est que de très peu supérieur à celui de Franklin.

Le véritable danger des grosses foudres globulaires, en dehors de leur électrification proprement dite, consiste surtout, lorsqu'elles explosent, dans la puissance formidable de l'énergie interne qu'elles peuvent libérer et à laquelle rien ne résiste. Même les globes de 10 à 15^{cm} de diamètre, lorsque dans une attaque latérale, ils explosent à peu de distance d'un mur, produisent sur celui-ci l'effet d'une torpille aérienne qui peut causer les plus grands ravages.

M. **H. Lecomte** fait hommage à l'Académie du fascicule 8, tome cinquième de la *Flore générale de l'Indo-Chine*, publiée sous sa direction : *Moracées* (fin), *Urticacées*, par F. Gagnepain.

En présentant à l'Académie, pour la bibliothèque de l'Institut, la troisième partie du Tome VI des *Arachnides de France* (famille des *Argiopidæ*, fin), œuvre posthume de notre regretté Confrère, **Eugène Simon**, M. **Ch. Gravier** ajoute :

Ce fascicule, de même que le précédent, est publié par les soins de MM. L. Berland et L. Fage, sous-directeurs de Laboratoire au Muséum, qui ne se sont pas bornés à en assurer l'impression, mais l'ont illustré de trois cents figures originales, toutes exécutées par eux-mêmes, d'après les exemplaires de la Collection E. Simon.

PLIS CACHETÉS.

M. **Francis-E. Myard** demande l'ouverture de trois plis cachetés reçus dans les séances du 16 février 1920, du 26 avril 1920 et du 12 septembre 1921, et inscrits sous les n°s 8732, 8757 et 8908.

Ces plis, ouverts en séance par M. le Président, contiennent :

1er pli : Une Note intitulée *Enregistreur de diagramme de moteur par action stroboscopique*.

2e pli : Des croquis de *Divers appareils*.

3e pli : Une Note intitulée *Virage théorique correct de l'automobile*.

(Les 1er et 2e plis sont renvoyés à l'examen de M. A. Rateau.)

CORRESPONDANCE.

La **Municipalité de Paris** invite le Président et les Membres de l'Académie à la réception des *Universités et des Académies espagnoles*, qui aura lieu, à l'occasion de l'inauguration de l'hôtel de l'*Institut d'études hispaniques* de l'Université de Paris, à l'Hôtel de Ville le mercredi 29 mai, à 17h.

M. C. **Sauvageau** prie l'Académie de vouloir bien le compter au nombre des candidats à la place de Membre non résidant vacante par le décès de M. *Charles Depéret*.

M. E. **Jouguet** prie l'Académie de vouloir bien le compter au nombre des candidats à la place vacante dans la Section de Mécanique par le décès de M. *J. Boussinesq*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Centenaire de A.-L. Breguet. *Congrès National de Chronométrie*, tenu à l'Observatoire de Paris du 22 au 27 octobre 1923.

2° Une collection, en 21 brochures et tirages à part, des travaux scientifiques de M. Jules Drach.

3° René Vandendries. *Comment résoudre le problème sexuel du Coprin micacé?*

4° Marcel Jobelot. *La vie des nuages. Méthode explicative pour suivre leur évolution.* (Présenté par M. M. Brillouin).

5° Marcel Boll. *L'électron et les applications de l'électricité.* (Présenté par M. É. Borel.)

STATISTIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur la limite de la vraisemblance de l'hypothèse*. Note (1) de M. **J. Neyman**, transmise par M. Émile Borel.

Soit W un collectif enfermant les individus divisé en k catégories, et soit p_i la probabilité pour qu'un individu tiré au hasard de W appartienne à $i^{ième}$ catégorie ($i=1, 2, \ldots, k$). On effectue N tirages indépendants du collectif, et soit n_i le nombre des individus tirés appartenant à l'$i^{ième}$ catégorie ($i=1, 2, \ldots, k$). Posons encore $q_i=\frac{n_2}{N}\cdot$ Les nombres n_i sont donnés. Les nombres p_i ne le sont pas et nous allons considérer les hypothèses concernant ces nombres p_i et que nous allons appeler les hypothèses statistiques. On distingue les hypothèses simples et les hypothèses composées. Une hypothèse h est dite simple si elle détermine la probabilité du fait observé Σ, à savoir de l'effet N tirages indépendants caractérisé par les nombres q_i. Pour qu'une hypothèse sur les nombres p_i soit simple, il est nécessaire qu'elle détermine les nombres p_i. Toute hypothèse H qui n'est pas simple est dite composée. H peut être transformée en une hypothèse simple. Pour cela, il lui faut seulement ajouter quelques suppositions supplémentaires. Ces suppositions étant arbitraires (dans certaines limites), on voit qu'à une hypothèse composée H, il correspond un ensemble W_H des hypothèses simples.

Désignons par E l'ensemble des hypothèses simples admissibles par P_h, la probabilité du fait Σ déterminée par l'hypothèse simple h contenue dans E, et enfin par P la borne supérieure des nombres P_h. On appelle la vraisemblance d'une hypothèse simple h par rapport à l'ensemble E le nombre

$$\lambda_h = \frac{P_h}{p}.$$

Soit P_H la borne supérieure des nombres P_h correspondant aux hypothèses simples contenues dans W_H déterminé par une hypothèse composée H. On appelle la vraisemblance de l'hypothèse composée H le rapport (2)

$$\lambda = \frac{P_H}{p}.$$

(1) Séance du 6 mai 1929.

(2) J. Neyman et E. S. Pearson, *On the Use and Interpretation of Certain Test Criteria for Purposes of Statistical Inference* (*Biometrika*, **20** A, 1928, p. 175-240 et 263-294).

Considérons s fonctions linéaires

$$\theta_i = \sqrt{N} \sum_{j=1}^{k} \lambda_{ij}(p_j - q_j) \qquad (i = 1, 2, \ldots, s),$$

les nombres λ étant constants, et une hypothèse composée H que les fonctions θ_i ont des valeurs données $\overline{\theta}_i$.

Théorème I. — *Si le nombre des observations* N *augmente indéfiniment, les rapports* q_i *restant fixes, la vraisemblance de l'hypothèse* H *tend vers la limite* $e^{-\frac{\chi_1^2}{2}}$ *où* χ_1^2 *est le minimum de*

$$\chi^2 = N \sum_{i=1}^{k} \frac{(p_i - q_i)^2}{q_i}$$

calculé en supposant que les fonctions θ_i *possèdent les valeurs hypothétiques* $\overline{\theta}_i$.

Pour la démonstration fixons un nombre χ_0 et soit $\Omega_{\chi_0^2}$ l'ensemble des points dans l'espace à $k-1$ dimensions aux coordonnées $p_1, p_2, \ldots, p_{k-1}$ pour lesquelles $\chi^2 \leqq \chi_0^2$.

On démontre que si N est assez grand, pour tout point h dans $Q_{\chi_0^2}$ on a

$$\lambda_h = \prod_{i=1}^{k} \left(\frac{p_i}{q_i}\right)^{n_i} = e^{-\frac{\chi^2}{2} + \eta},$$

où $|\eta| < \varepsilon$, ε étant un nombre positif arbitraire. On démontre ensuite que sur toute droite L passant par le point Σ aux coordonnées $p_i = q_i$ $(i = 1, 2, \ldots, k-1)$ la fonction λ_h possède un seul maximum au point Σ.

Effectuons une transformation introduisant les variables y_i au lieu des p_i $(i = 1, 2, \ldots, k-1)$. Les formules de transformation sont :

$$p_i = q_i - A_{i-1} y_{i-1} \sum_{t=1}^{i=1} q_t + q_i \sum_{t=i}^{k=1} A_t y_t \qquad (i = 1, 2, \ldots, k-1),$$

où $A_i^2 = \dfrac{q_{i+1}}{N \sum_{t=1}^{i} q_t \sum_{r=1}^{i+1} q_r}$. On voit aisément que $\chi^2 = \sum_{i=1}^{k-1} y_i^2$ et que les fonctions θ_i seront transformées en des fonctions linéaires en y_t avec les coefficients indépendants de N.

Choisissons χ_0^2 assez grand pour que le domaine $\Omega_{\chi_0^2 - s\varepsilon}$ contienne des points satisfaisant les conditions $\theta_i = \overline{\theta}_i$ $(i = 1, 2, \ldots, s)$. Désignons par A

un tel point et par B un point pour lequel

$$\theta_i = \overline{\theta}_i \quad (i = 1, 2, \ldots, s) \qquad \text{et} \qquad \chi^2 = \sum_{i=1}^{k-1} y_i^2 > \chi_0^2.$$

On démontre que $\lambda_A > \lambda_B$, quels que soient les points A et B. On prouve alors aisément que la vraisemblance de l'hypothèse H peut être écrite sous la forme

$$\lambda_H = e^{-\frac{1}{2}\chi_1^2 + \eta},$$

où $|\eta| < \varepsilon$, pourvu que N soit assez grand.

Il est aisé aussi de démontrer un théorème plus général.

GÉOMÉTRIE. — *Quelques compléments au théorème de Nœther.* Note (¹) de M. **Paul Dubreil.**

1. Soient $f(x, y)$, $g(x, y)$ deux polynomes. On sait qu'une condition suffisante pour qu'un polynome $F(x, y)$ soit de la forme

$$F = af + bg,$$

où a et b sont également des polynomes, est que la courbe $F = 0$ admette chaque point d'intersection M des courbes $f = 0$, $g = 0$ comme point multiple d'ordre suffisamment élevé. On connaît notamment comme limites inférieures de cet ordre les nombres

$$\alpha = k - l_1 + r - 1, \qquad \beta = k - (r - 1)(s - 1) \qquad (\alpha \leqq \beta),$$

où r et s désignent les ordres de multiplicité du point M pour les courbes $f = 0$, $g = 0$, k l'ordre de multiplicité de la racine correspondante pour le résultant

$$R_1(x) = A_1(x, y) f(x, y) + B_1(x, y) g(x, y),$$

l_1 l'ordre de multiplicité du point M pour la courbe $B_1 = 0$. Il résulte par ailleurs du théorème sur la décomposition d'un idéal en idéaux primaires, appliqué à l'idéal $m = (f, g)$ qu'une troisième limite est fournie par l'exposant ρ de l'idéal primaire q provenant de la décomposition de m et relatif au point M. Cette limite ρ est certainement *la plus petite possible* car il

(¹) Séance du 22 mai 1929.

existe des polynomes qui n'appartiennent pas à q et admettent M comme point multiple d'ordre $\rho-1$. (Cf. VAN DER WAERDEN, *Zur Nullstellentheorie der Polynomideale*, *Mathematische Annalen*, 96, p. 183, § 6.) On a donc

$$\rho \leqq \alpha \leqq \beta.$$

Voici quelques résultats complémentaires relatifs à la comparaison des nombres ρ, α, β et à l'expression de ρ en fonction de quantités ayant un caractère géométrique simple.

2. Soit k le corps auquel appartiennent les coefficients des polynomes f, g. Considérons plus particulièrement un corps K extension algébrique de k, et l'idéal $m_K=(f, g)$ dans l'anneau $K[x, y]$. Les polynomes de m_K qui ne dépendent pas de y forment dans l'anneau $K[x]$ un idéal principal : appelons sous-résultant et désignons par

$$R(x)=A(x, y)f(x, y)+B(x, y)g(x, y)$$

le polynome dont ils sont tous multiples. Ce polynome, diviseur du résultant, est indépendant du sur-corps K considéré; en particulier, ses coefficients appartiennent à k. Si K est parfait, la décomposition du sous-résultant en facteurs irréductibles dans K correspond à la décomposition de l'idéal m_K en idéaux primaires. Si l'on prend pour K le corps, algébriquement fermé, des nombres complexes algébriques, en supposant, pour éviter toute particularité provenant du choix des axes, que les coordonnées x et y sont définies à partir d'un système de coordonnées fixes X et Y par la transformation

$$x=X+tY,$$
$$y=Y,$$

où t demeure indéterminé, l'ordre de multiplicité de la racine de R qui correspond à un point M d'intersection des deux courbes de base est précisément l'exposant ρ de l'idéal primaire q relatif à ce point ([1]).

La courbe $B=0$ admet le point M comme point multiple d'ordre $l \leqq r-1$. On a

$$\alpha=\rho-l+r-1,$$

et par suite la condition nécessaire et suffisante pour que la limite α soit égale à ρ (donc minima) est que le point M soit multiple d'ordre $r-1$ exactement pour la courbe $B=0$. Cette condition se trouve notamment réalisée dans le cas défini ci-après au paragraphe 3.

([1]) Ce résultat est valable pour n polynomes à n variables.

On peut de même énoncer une condition nécessaire et suffisante pour que $\beta = \rho$: c'est que, le point d'intersection M étant pris comme origine, les polynomes homogènes de moindre degré de f et de g aient un plus grand commun diviseur du premier degré au plus, c'est-à-dire que les deux courbes de base aient en ce point au plus une tangente commune, simple pour l'une au moins des deux courbes. Cette condition entraîne la précédente. Il en résulte en outre que la condition nécessaire et suffisante pour que le sous-résultant soit identique au résultant est que chaque point d'intersection soit simple pour l'une au moins des deux courbes.

3. Si les deux courbes, au point M, ne sont pas tangentes, on a

$$\rho = \alpha = \beta = r + s - 1.$$

ρ a encore une valeur remarquablement simple dans le cas où il n'y a jamais, au point M, plus d'une branche d'une courbe tangente à plusieurs branches de l'autre. Considérons dans ce cas, pour chaque système de branches tangentes, l'entier égal à la somme des ordres de contact de la branche unique avec les branches de l'autre courbe. Soit N le plus grand des entiers ainsi définis. On a

$$\rho = r + s - 1 + \mathrm{N}.$$

En outre,

$$l = r - 1, \qquad \alpha = \rho.$$

GÉOMÉTRIE INFINITÉSIMALE. — *Sur la déformation simultanée de deux surfaces associées.* Note [1] de M. **Serge Bachvaloff.**

J'étudie dans cette Note la déformation simultanée continue [2] avec un paramètre t de deux surfaces $\mathrm{S}(x, y, z)$ et $\overline{\mathrm{S}}(\overline{x}, \overline{y}, \overline{z})$ se correspondant ponctuellement suivant une loi, invariante au cours de la déformation, définie par les équations

$$(1) \qquad \left\{ \begin{aligned} \overline{x} &= x + a\frac{\partial x}{\partial u} + b\frac{\partial x}{\partial v} + c\mathrm{X}, \\ \overline{y} &= y + a\frac{\partial y}{\partial u} + b\frac{\partial y}{\partial v} + c\mathrm{Y}, \\ \overline{z} &= z + a\frac{\partial z}{\partial u} + b\frac{\partial z}{\partial v} + c\mathrm{Z}, \end{aligned} \right.$$

---

(1) Séance du 22 mai 1929.

(2) Ce problème d'isométrie avec un paramètre t a été examiné par M. Jonas, *Math. Annalen*, 86, 1922, p. 78.

où X, Y, Z sont les cosinus directeurs de la normale à S et a, b, c des fonctions de u, v indépendantes du paramètre t de la déformation ; l'élément linéaire de $\overline{S}$ est

$$d\overline{s}^2 = \overline{E}\,du^2 + 2\overline{F}\,du\,dv + \overline{G}\,dv^2,$$

avec

$$(2)\quad \left\{ \begin{aligned} \overline{E} &= D^2 P + D'^2 P_1 + 2DD'Q + 2DR + 2D'T + \dots, \\ \overline{F} &= D'^2 Q + DD''Q + DD'P + D'D''P_1 + DT_1 + D''T + D'(R + R_1) + \dots, \\ \overline{G} &= D''^2 P_1 + D'^2 P + 2D''D'Q + 2D''R_1 + 2D'T_1 + \dots, \end{aligned} \right.$$

où D, D′, D″ sont les coefficients de la forme — $S\,dx\,dX$; on a, en outre,

$$(3)\quad \left\{ \begin{aligned} &P = a^2 + c^2 \frac{G}{EG - F^2}, \qquad P_1 = b^2 + c^2 \frac{E}{EG - F^2}, \qquad Q = ab - c^2 \frac{F}{EG - F^2}, \\ &R = a\frac{\partial c}{\partial u} - c\left[1 + a\left\{ \begin{matrix} 11 \\ 1 \end{matrix} \right\} + b\left\{ \begin{matrix} 12 \\ 1 \end{matrix} \right\} + \frac{\partial a}{\partial u}\right], \qquad R_1 = b\frac{\partial c}{\partial v} - c\left[1 + a\left\{ \begin{matrix} 12 \\ 2 \end{matrix} \right\} + b\left\{ \begin{matrix} 22 \\ 2 \end{matrix} \right\} + \frac{\partial b}{\partial v}\right], \\ &T = b\frac{\partial c}{\partial u} - c\left[a\left\{ \begin{matrix} 11 \\ 2 \end{matrix} \right\} + b\left\{ \begin{matrix} 12 \\ 2 \end{matrix} \right\} + \frac{\partial b}{\partial u}\right], \qquad T_1 = a\frac{\partial c}{\partial v} - c\left[a\left\{ \begin{matrix} 12 \\ 1 \end{matrix} \right\} + b\left\{ \begin{matrix} 22 \\ 1 \end{matrix} \right\} + \frac{\partial a}{\partial v}\right]. \end{aligned} \right.$$

Les termes non écrits dans (2) ne varient pas au cours de la déformation ; égalons à zéro $\frac{\partial\overline{E}}{\partial t}$, $\frac{\partial\overline{F}}{\partial t}$, $\frac{\partial\overline{G}}{\partial t}$; nous avons, avec des fonctions α, β, γ, M indépendantes de t, la relation

$$(4)\qquad \alpha D + 2\beta D' + \gamma D'' = M.$$

de sorte que la *surface* S *se déforme avec réseau cinématiquement conjugué persistant* [1] et il y a deux cas à séparer :

Premier cas : $\alpha\gamma - \beta^2 \neq 0$. — Le réseau se compose de deux familles distinctes ; nous le prenons pour réseau coordonné, d'où $\frac{\partial D'}{\partial t} = 0$ et la déformation est déterminée par le système d'équations

$$(5)\qquad P = P_1 = T = T_1 = 0, \qquad R = R_1, \qquad QD'' + R = 0,$$

auxquelles il faut ajouter les équations fondamentales de la déformation à réseau cinématiquement conjugué persistant et il y a lieu, dans ce premier cas, de séparer les nouvelles subdivisions :

---

(1) S. FINIKOFF, *Sur la déformation des surfaces à réseau cinématiquement conjugué persistant* (*Recueil mathématique de Moscou*, 33, II, 1926, p. 129).

A. $a = b = 0$: nous avons des surfaces qui se déforment avec *conservation des rayons principaux de courbure* [1].

B. $a = 0$, $b \neq 0$: nous avons des *surfaces développables*.

C. $a \neq 0$, $b \neq 0$: nous avons des *surfaces à ds^2 de révolution; le réseau consiste en deux familles de géodésiques imaginaires;* les points focaux des rayons joignant les points correspondants de S et $\bar{S}$ restent invariables et sont conjugués relativement à ces points de S et $\bar{S}$.

Si le réseau en question est conjugué au sens du Dupin, on peut associer à chaque surface S *deux surfaces* $\bar{S}_1$ et $\bar{S}_2$.

Comme exemple, je cite une famille d'hélicoïdes S isométriques définis intrinsèquement par les formes, où p, q sont constants :

$$(6)\quad \begin{cases} ds^2 = du^2 + (u^2 + p^2)\,dv^2, \\ -\,S\,dx\,dX = \dfrac{p\cos t}{q(u^2+p^2)\sqrt{u^2+p^2+\dfrac{1}{q^2}}}\,du^2 + \dfrac{2p\sin t}{\sqrt{u^2+p^2}}\,du\,dv - pq\sqrt{u^2+p^2+\dfrac{1}{q^2}}\cos t\,dv^2, \end{cases}$$

pendant que la surface $\bar{S}$ est déterminée par les équations

$$(7)\qquad \bar{x} = x - \frac{u^2+p^2}{u}\frac{\partial x}{\partial u} \pm \frac{1}{q}\frac{\sqrt{u^2+p^2}}{u}X, \qquad \bar{y} = \ldots, \qquad \bar{z} = \ldots.$$

Cette surface $\bar{S}$ est d'ailleurs applicable sur S; ces hélicoïdes sont applicables sur l'hélicoïde minimum.

Deuxième cas : $\alpha\gamma - \beta^2 = 0$. — Les deux familles de lignes du réseau se confondent : prenons ces lignes et leurs trajectoires orthogonales pour lignes de coordonnées; D'' reste invariant, et cela entraîne $D'' = 0$. *La surface* S *est une surface réglée arbitraire;* si son élément linéaire est

$$ds^2 = (M + 2Nv + Pv^2)\,du^2 + dv^2,$$

S est déterminée par les équations

$$(8)\qquad \bar{x} = x + a\frac{\partial x}{\partial u} - \frac{P}{Pv + N + \sqrt{N^2 - MP}}\frac{\partial x}{\partial v} - ai\psi X,$$

où $\psi^2 = M + 2Nv + Pv^2$; M, N, P sont fonctions de u seul, a est une fonction arbitraire de u et v.

---

[1] S. Bachvaloff, *Sur la déformation continue des surfaces avec conservation des rayons de courbure principaux aux points correspondonts* (*Bulletin de l'Association de Recherches scientifiques de l'Université de Moscou*, 1, b. I, 1928. Voir aussi Ossian Bonnet, *Journal de l'École Polytechnique*, 42e cahier, 1867, p. 77, et Gambier, *Mémorial des Sciences mathématiques*, fascicule 31, p. 18 et suivantes).

GÉOMÉTRIE INFINITÉSIMALE. — *Sur les congruences de M. Goursat.* Note [1] de M. **S. Finikoff.**

M. Tzitzéica a étudié récemment [2] les congruences rectilignes de M. Goursat : elles sont caractérisées par cette propriété que le premier invariant d'une nappe de la surface focale est égal au second invariant de l'autre. Les formules que j'ai données [3] pour les congruences stratifiables permettent d'ajouter quelques nouveaux résultats à ceux de M. Tzitzéica. Soient [4] (x) et (y) les deux foyers du rayon de la congruence C, (X) et (Y) deux points situés respectivement dans les deux plans focaux; si u, v sont les paramètres des développables de la congruence, les coordonnées (x), (y), (X), (Y) vérifient le système

$$(1)\quad \left\{\begin{array}{ll} x_u = \rho y, & x_v = X - px - qy, \\ y_u = Y - q_1 x - p_1 y, & y_v = \sigma x, \\ X_u = qY + Mx + Ny, & X_v = -PX - QY - Rx - Sy, \\ Y_u = -Q_1 X - P_1 Y - S_1 x - R_1 Y, & Y_v = p_1 X + N_1 x + M_1 y. \end{array}\right.$$

Les coefficients p, q, p_1, q_1 déterminent la position des points (X), (Y) dans les plans focaux (on peut prendre ces coefficients égaux à zéro); les autres déterminent la congruence C et doivent satisfaire à certaines conditions d'intégrabilité. Ceci posé, nous avons (à condition dans tout ce qui suit d'avoir éventuellement remplacé u par une fonction convenable de u, et de même pour v, et d'avoir choisi convenablement le facteur de proportionnalité de x_1, x_2, x_3, x_4 ou de $y_1, \ldots, X_1, \ldots, Y_1, \ldots$) :

A. Une congruence de M. Goursat, si $\rho = \sigma$.

B. Une congruence W si $QQ_1 - \rho\sigma = 0$, ce qui entraîne $P + p = 0$ et $P_1 + p_1 = 0$.

C. Une congruence de M. Fubini (c'est-à-dire telle que les lignes de Darboux se correspondent sur les deux nappes de la surface focale), si, outre les équations du cas précédent, on a encore

$$\left(\log\frac{\rho^5}{Q}\right)_u \log\left(\frac{\sigma^5}{Q_1}\right)_v = \log(Q\rho^3)_v \log(Q_1\sigma^3)_u.$$

---

(1) Séance du 22 mai 1929.

(2) Tzitzéica, *Sur certaines congruences de droites* (*Journal de Math.*, 1, 1928, p. 189-208).

(3) *Sur les congruences stratifiables*, Mémoire en cours d'impression.

(4) $(x) = (x_1, x_2, x_3, x_4)$, coordonnées projectives homogènes du point.

D. Une congruence R, si $Q = \rho$, $Q_1 = \sigma$.

E. Une congruence appartenant à un complexe linéaire si $Q = \sigma$, $Q_1 = \rho$.

F. Une congruence de M. Wilczynski (c'est-à-dire telle que la suite de Laplace consiste en congruences appartenant à certains complexes linéaires) si en plus des équations du cas précédent on a

$$\rho = \sigma, \qquad \frac{\partial^2 \log \rho}{\partial u \, \partial v} = \rho^2 - \frac{1}{\rho^2}.$$

La congruence se déforme projectivement si les paramètres ρ, σ, etc. varient de telle sorte que les produits $\rho\sigma$, QQ_1, ρQ_1 restent constants, ce qui entraîne aussi la constance de P et P_1.

La congruence la plus générale de M. Goursat dépend donc d'une fonction de deux variables indépendantes et de dix fonctions d'un seul argument.

Si sur les deux nappes de la surface focale de la congruence de M. Goursat les lignes asymptotiques se correspondent, les lignes de Darboux se correspondent aussi. La congruence la plus générale de cette espèce dépend donc de huit fonctions d'un argument.

Toute congruence qui possède deux quelconques des trois propriétés suivantes possède aussi la troisième : a. être congruence de Goursat; b. être congruence R; *c. appartenir à un complexe linéaire.* La congruence la plus générale de cette espèce dépend de cinq fonctions d'un argument.

Toute congruence de Wilczynski est nécessairement congruence de Goursat.

THÉORIE DES ENSEMBLES. — *Sur la construction de Cantor-Minkowski dans le plan.* Note de M. **Georges Durand**.

Dans une Note récente (¹), j'ai montré comment on peut rattacher certains aspects de la théorie des enveloppes à l'étude de la construction de Cantor-Minkowski. Soit une famille de domaines bornés δ, dans une région bornée du plan euclidien : l'enveloppe de leurs frontières f est pour nous la frontière F du domaine Δ réunion des δ. Par hypothèse, par chaque point de la frontière f d'un δ, on peut mener un cercle contenu dans $\delta + f$, de rayon $\geqq \rho$ (longueur constante). Dès lors, les f et F appartiennent au sys-

(¹) G. Durand, *Sur une manière de concevoir la théorie des enveloppes* (*Comptes rendus*, 188, 1929, p. 1136).

tème de lignes obtenu en effectuant la construction de Cantor-Minkowski avec le rayon ρ pour des ensembles convenables. On peut donc, pour une étude plus approfondie des propriétés de contact, partir de cette construction appliquée à un ensemble donné *a priori* ou, ce qui revient au même, se restreindre à ce cas particulier : enveloppe d'une famille (qu'on peut toujours supposer fermée) de cercles de rayon constant. J'avais précédemment établi que les f sont tangents aux F sauf peut-être aux points d'un ensemble de mesure nulle. Je suis maintenant en mesure d'énoncer des résultats plus précis.

A cet effet, sur l'enveloppe F de notre famille de cercle de rayon ρ centrés sur un ensemble E (fermé) je distingue avec M. Georges Bouligand [1] deux sortes de points :

1° Les points *ordinaires*, c'est-à-dire ceux dont ρ est un minimum strict de la distance à E;

2° Les points de *multifurcation*, c'est-à-dire ceux dont ρ est un minimum large de la distance à E.

Avec cette terminologie, la propriété de contact de ma dernière Note s'énonce ainsi : en un point ordinaire, il passe un cercle unique de la famille, tangent à F.

Cela posé, j'ai démontré la proposition suivante :

Lemme 1. — Soient M un point de multifurcation et MD une direction limite de F au point M : il existe un cercle de la famille passant par M et tangent à MD.

J'en déduis aisément :

Théorème I. — *En chaque point* M *de* F (*ordinaire on non*), *le faisceau limite se réduit à deux demi-droites.*

Il existe donc en M une demi-tangente antérieure et une demi-tangente postérieure. Soit α l'angle de ces demi-tangentes, qui se réduit à π en tout point ordinaire et qui ne surpasse jamais π. Les rayons de contact des cercles de la famille tangents en M à ces demi-droites font entre eux l'angle $\pi - \alpha$; ils forment, pour un point de multifurcation, le triangle isoscèle attaché à ce point.

Voici deux autres propositions très importantes :

Lemme 2. — Deux rayons de contact quelconques ne peuvent avoir en commun qu'une extrémité.

---

(1) G. Bouligand, *Ensembles impropres et nombre dimensionnel* (*Bulletin des Sciences mathématiques*, 2e série, 52, 1928, p. 372).

Lemme 3. — Les triangles isoscèles attachés à deux points de multifurcation distincts n'ont en commun aucun point intérieur.

La somme des aires des triangles isoscèles correspondant aux divers points de multifurcation étant finie et inférieure à l'aire de Δ, il en découle cet important résultat :

Théorème II. — *Sur une enveloppe de cercles de rayon constant* (c'est-à-dire sur la totalité des contours qui la composent), *l'ensemble des points de multifurcation est dénombrable.*

En chaque point de multifurcation, considérons maintenant l'angle $\pi - \alpha = \beta$. J'établis encore les résultats suivants :

Théorème III. — *La série* $\beta_1 + \beta_2 + \ldots + \beta_n + \ldots$ *converge pour chaque partie connexe de* F.

Corollaire 1. — Elle ne peut donc diverger pour la totalité des points de multifurcation que si le domaine Δ, réunion de tous nos cercles, est à connexion infinie.

Corollaire 2. — Considérons l'une des parties connexes de F. L'angle de la demi-tangente en un point M de cette courbe et d'une direction fixe est une fonction à variation bornée de l'abscisse curviligne de M sur cette courbe.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur un théorème de M. Pompeiu.* Note de M. **Miron Nicolesco**, présentée par M. Émile Borel.

1. M. Pompeiu vient d'énoncer (¹) cet intéressant théorème : Soit $f(x, y)$ une fonction continue dans tout le plan. Si l'intégrale suivante

$$I = \int\int f(x, y)\, dx\, dy,$$

prise dans un cercle C, de rayon ρ constant et de centre (x, y), reste constante quand ce centre varie, $f(x, y)$ se réduit nécessairement à une constante.

En supposant la fonction $f(x, y)$ analytique, j'ai réussi, à l'aide d'un lemme qui me paraît intéressant en lui-même, à donner une démonstration, en même temps qu'une généralisation assez inattendue de ce théorème.

2. Posons

$$\Delta u = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \qquad \Delta^n u = \Delta(\Delta^{n-1} u) \qquad (n = 2, 3, \ldots).$$

(¹) D. Pompeiu, *Comptes rendus*, 188, 1929, p. 1138.

Nous énoncerons alors :

Lemme. — I. Soient $f(x, y)$ une fonction analytique dans tout le plan et $a_1, a_2, \ldots, a_n, \ldots$ une suite de nombres réels. Si la série

$$1 + a_1\theta + a_2\theta^2 + \ldots + a_n\theta^n + \ldots$$

a un rayon de convergence non nul, la série

$$f + a_1\Delta f + a_2\Delta^2 f + \ldots + a_n\Delta^n f + \ldots$$

est absolument et uniformément convergente dans tout le plan et représente, par conséquent, une fonction analytique $g(x, y)$.

II. On peut « inverser » la série précédente :

$$f(x, y) = g + b_1\Delta g + b_2\Delta^2 g + \ldots + b_n\Delta^n g + \ldots,$$

cette manière d'écrire $f(x, y)$ étant unique et valable dans tout le plan.

La première partie de ce lemme se démontre facilement par les inégalités de Cauchy, la seconde partie se démontre par la première.

3. Appliquons ceci au théorème de M. Pompeiu. Si I et ρ sont constants, la moyenne superficielle μ_s de f dans le cercle C le sera aussi, et inversement, à cause de la relation

$$\mu_s = \frac{1}{\pi\rho^2}\,\mathrm{I}.$$

Or nous avons donné dans notre Thèse [1] un développement de μ_s suivant les puissances symboliques de Δf

$$\mu_s = f + a_1\Delta f + a_2\Delta^2 f + \ldots + a_n\Delta^n f + \ldots$$

avec

$$a_n = \frac{\rho^{2n}}{2^{2n} n!(n+1)!} \qquad ^{(2)}.$$

Il en résulte, d'après notre lemme, que l'on aura, inversement,

$$f = \mu_s + b_1\Delta\mu_s + b_2\Delta^2\mu_s + \ldots + b_n\Delta^n\mu_s + \ldots.$$

On lit sur cette dernière formule les résultats suivants :

1° *Si* I *est constante, f est constante* (théorème de M. Pompeiu).

2° *Si* I *est p-harmonique, f est p-harmonique.*

---

(1) Miron Nicolesco, *Fonctions complexes dans le plan et dans l'espace* (*Thèse, Paris*, Gauthier-Villars, éditeur, 1928).

(2) Je rétablis ici la valeur exacte des coefficients a_n.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur certaines fonctions associées aux fonctions de Legendre.* Note [1] de M. **René Lagrange**, transmise par M. Émile Borel.

J'ai introduit dans une Note récente [2] les coefficients $\overline{J}_m^n(z)$ d'un certain développement de la puissance $m^{\text{ième}}$ du rapport de deux trinomes en t suivant les puissances entières du rapport anharmonique de t avec trois des zéros de ces trinomes. Considérons en particulier

$$\overline{P}_m(z) = \overline{J}_m^0(z) = (-1)^m F\left(m, -m, 1; \frac{z+1}{2}\right).$$

Pour m entier $\geqq 0$, son développement suivant les puissances de $\frac{1-z}{2}$ est

$$\overline{P}_m(z) = \sum_{k=0}^{m} (-1)^{m+k} \binom{m}{k} \binom{-m}{k} F(m+k, -m+k, k+1; 1) \left(\frac{1-z}{2}\right)^k,$$

ou, grâce à l'identité aisément démontrable

$$F(m+k, -m+k, k+1; 1) = (-1)^{m-k} \frac{k}{m} \qquad (m-k \text{ entier} \geqq 0),$$

$$(1) \qquad \overline{P}_m(z) = \overline{P}_{-m}(z) = \frac{P_m(z) - P_{m-1}(z)}{2} \qquad (m \text{ entier}).$$

Il résulte de là que l'équation différentielle linéaire du second ordre satisfaite pour $\overline{P}_m(z)$ est vérifiée, quel que soit m, par l'intégrale

$$P_m(z) - P_{m-1}(z) = \frac{1}{2\pi i} \int_{+\infty}^{(1+,\, z+)} \left(\frac{(t^2-1)^m (t-z)^{-m-1}}{2^m} - \frac{(t^2-1)^{m-1} (t-z)^{-m}}{2^{m-1}} \right) dt.$$

Cette propriété subsiste si le contour d'intégration est un huit entourant 1 et z, de sorte que la différence $Q_m(z) - Q_{m-1}(z)$ de deux fonctions de Legendre de deuxième espèce vérifie la même équation. $\overline{P}_m(z)$ est donc une combinaison linéaire de ces deux intégrales particulières, et l'on obtient effectivement la relation

$$(2) \qquad \overline{P}_m(z) = \frac{P_m(z) - P_{m-1}(z)}{2} - \frac{e^{m\pi i} \sin m\pi}{\pi} [Q_m(z) - Q_{m-1}(z)].$$

---

[1] Séance du 22 mai 1929.

[2] *Comptes rendus*, 188, 1929, p. 1140-1141.

On peut étendre à toutes les fonctions $\bar{J}_m^n(z)$ cette faculté de s'exprimer linéairement à l'aide des fonctions de Legendre. Je me borne à énoncer les résultats. Pour $n \geqq 0$, on a

$$(3) \qquad \bar{J}_m^n(z) = (z+1)^n \frac{d^n}{dz^n} \sum_{s=0}^{n+1} \lambda_s(m, n) \left[P_{m-s}(z) - 2 \frac{e^{m\pi i} \sin m\pi}{\pi} Q_{m-s}(z) \right]$$

avec

$$\lambda_s(m, n) = (-1)^s \binom{n+1}{s} \frac{m(2m+1-2s)}{(2m+1-s)(2m-s)\ldots(2m-n-s)}.$$

(3) n'a plus de sens pour m entier $< n+1$, mais on montre aisément qu'il suffit de remplacer chaque terme $\frac{e^{m\pi i} \sin m\pi}{\pi} Q_{m-s}(z)$ d'indice $m-s<0$ par $P_{m-s}(z)$.

Enfin, pour $n<0$, la formule

$$\bar{J}_m^n(z) = e^{2m\pi i} \left(\frac{z+1}{2} \right)^n \bar{J}_{-m}^{-n}(z)$$

donne

$$\bar{J}_m^n(z) = \frac{m}{2^n(m-n)} \frac{d^{|n|}}{dz^{|n|}} \sum_{s=0}^{|n|+1} \lambda_s(m-n, -n) \left[P_{m-n-s}(z) - 2 \frac{e^{m\pi i} \sin m\pi}{\pi} Q_{m-n-s}(z) \right],$$

avec la même convention pour les termes qui n'auraient pas de sens.

On peut déduire de (3) et d'une relation déjà donnée (*loc. cit.*) entre $\bar{J}_m^n(z)$ et $\bar{J}_{n-m}^n(z)$ l'identité classique

$$\cos m\pi \, P_m(z) = \frac{\sin m\pi}{\pi} [Q_m(z) - Q_{-m-1}(z)].$$

$\bar{J}_m^n(z)$ est ainsi, au facteur $(z+1)^{\frac{n+|n|}{2}}$ près, la dérivée $|n|^{\text{ième}}$ d'une forme linéaire de fonctions de Legendre de seconde espèce.

On peut déduire, de leur définition même, certaines relations linéaires entre plusieurs fonctions $\bar{J}_m^n(z)$ d'indices consécutifs qui se traduisent d'ailleurs en formules relatives aux fonctions de Legendre. Je citerai par exemple

$$(z-1) \sum_{r=n}^{\infty} \bar{J}_m^r(z) = 2 \bar{J}_{m+1}^n(z) - (z+1) \bar{J}_m^{n-1}(z),$$

$$\bar{J}_{m+1}^n(z) + \bar{J}_m^n(z) = \bar{J}_{m+1}^{n+1}(z) + \frac{z+1}{2} \bar{J}_m^{n-1}(z),$$

$$2m(m+1) \overline{P}_{m+1}(z) = (2m+1)(z^2-1) \frac{d\overline{P}_m(z)}{dz} + m[(2m+1)z - 1] \overline{P}_m(z).$$

Cette dernière identité permet de montrer que les polynomes $\overline{P}_m(z)$ d'indice entier > 0 forment une suite de Sturm, les m zéros, réels, de $\overline{P}_m(z)$ appartenant à l'intervalle $(-1, +1)$, y compris le zéro simple $z = 1$.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur la croissance des fonctions méromorphes d'une ou de plusieurs variables complexes.* Note [1] de M. **Henri Cartan**.

1. La lecture d'une Note de M. A. Bloch [2] m'a suggéré une *nouvelle définition de la fonction de croissance* $T(r, f)$ *de MM. Nevanlinna*, attachée à une fonction méromorphe $f(x)$ de la variable complexe x :

Mettons $f(x)$ *sous la forme* $\frac{g(x)}{h(x)}$, g *et* h *étant holomorphes et sans zéros communs; soit* $U(x)$ *la plus grande des quantités* $\log|g(x)|$ *et* $\log|h(x)|$. *On a*

$$T(r, f) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} U(re^{i\theta})\,d\theta - \log|h(0)|,$$

en supposant, pour simplifier, $h(0) \neq 0$.

Si $f(x)$ est une fonction entière, on peut prendre

$$g = f, \qquad h = 1, \qquad U(x) = \overset{+}{\log}|f(x)|,$$

et l'on retrouve la définition classique de $m(r, f)$.

Cette définition peut permettre de simplifier des démonstrations antérieures.

2. Passons à une fonction de plusieurs variables complexes; raisonnons sur deux variables x et y.

Mettons, avec Poincaré et M. Cousin, $f(x, y)$ sous la forme du quotient de deux fonctions entières ne s'annulant ensemble qu'en des points isolés :

$$f(x, y) = \frac{g(x, y)}{h(x, y)},$$

et soit $U(x, y)$ la plus grande des quantités $\log|g(x, y)|$ et $\log|h(x, y)|$.

Notre fonction de croissance sera [3]

$$T(r_1, r_2; f) = \frac{1}{4\pi^2}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} U(r_1 e^{i\theta_1}, r_2 e^{i\theta_2})\,d\theta_1\,d\theta_2 - \log|h(0, 0)|.$$

---

(1) Séance du 22 mai 1929.

(2) *Comptes rendus*, 181, 1925, p. 276.

(3) Cette définition concorde avec celle de M. A. Bloch (*loc. cit.*).

C'est une fonction continue des variables positives r_1 et r_2.

3. *Propriété fondamentale.* — Posons

$$\xi_1 = \log r_1, \qquad \xi_2 = \log r_2;$$

alors le point de l'espace de coordonnées ξ_1, ξ_2, $T(\xi_1, \xi_2)$ *décrit une surface* S *convexe* (¹) (au sens large). Nous allons montrer, en effet, que les sections par les plans

$$\xi_1 = \alpha \xi_2 + \beta,$$

où α est rationnel, positif ou négatif, et β quelconque, sont des courbes convexes; la continuité de la surface S entraînera alors sa convexité.

Démonstration. — m et p étant deux entiers premiers entre eux, positifs ou négatifs, il existe deux entiers a et b tels que

$$am - bp = 1.$$

Effectuons le changement de variables

$$\theta_1 = au + pv,$$
$$\theta_2 = bu + mv.$$

Il vient

$$T(r_1, r_2; f) = -\log|h(0\ \ 0)| + \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} du \left\{ \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} U(r_1 e^{iau} e^{ipv}, r_2 e^{ibu} e^{imv})\, dv \right\}.$$

Posons, A et B étant deux constantes positives quelconques et ρ un nombre positif,

$$r_1 = A\rho^p, \qquad r_2 = B\rho^m.$$

La quantité entre accolades est égale, à une constante additive près (²), à $T(\rho, F)$, en posant

$$F(z) = f(Ae^{iau} z^p, Be^{ibu} z^m);$$

c'est donc une fonction convexe de $\log\rho$. Donc $T(A\rho^m, B\rho^p)$ est convexe en $\log\rho$; d'où la propriété annoncée.

4. Une étude plus approfondie des sections planes de la surface S est facile et digne d'intérêt. Indiquons seulement l'inégalité fondamentale suivante, qui résulte de la convexité : à ρ_1 et ρ_2 positifs quelconques corres-

(¹) M. VALIRON avait déjà indiqué une propriété semblable pour la fonction $M(r_1, r_2)$ (*Bull. Sc. math.*, 2ᵉ série, 47, 1923, p. 177).

(²) Il pourrait aussi y avoir un terme en $\log\rho$, dû aux zéros communs à $g(x, y)$ et $h(x, y)$; mais cela ne change rien à la convexité en $\log\rho$.

pondent deux nombres positifs $C_1(\rho_1, \rho_2)$ et $C_2(\rho_1, \rho_2)$, tels que l'on ait

$$T(r_1, r_2) - T(\rho_1, \rho_2) \geqq C_1 \log \frac{r_1}{\rho_1} + C_2 \log \frac{r_2}{\rho_2},$$

quels que soient r_1 et r_2 positifs.

Le cas où $C_1(\rho_1, \rho_2)$ et $C_2(\rho_1, \rho_2)$ sont bornés supérieurement caractérise les fonctions rationnelles de x et de y.

MÉCANIQUE GÉNÉRALE. — *Les systèmes de référence à gravitation apparente.* Note [1] de M. **J. Le Roux**, présentée par M. G. Kœnigs.

Dans l'étude du mouvement des planètes, la gravitation apparaît pour certains choix du système de référence, constituant les systèmes canoniques auxquels la mécanique classique attache la notion de mouvement absolu.

Pour d'autres repères, au contraire, le même mouvement ne présente aucune apparence de gravitation.

On est amené à examiner quels sont les systèmes de référence pour lesquels il y aurait une gravitation apparente.

Il existe un caractère général de la gravitation, indépendant de toute loi spéciale. Il consiste dans le fait que les éléments mobiles semblent exercer les uns sur les autres des actions mutuelles deux à deux égales et directement opposées.

Ce caractère est considéré habituellement comme l'un des principes fondamentaux de la mécanique; on admet qu'il exprime une propriété physique essentielle de la matière.

Or ce point de vue est inexact : la propriété considérée dépend uniquement du système de référence. Elle est compatible avec l'existence d'actions physiques, mais elle subsiste même en l'absence de toute action de cette nature.

Considérons en effet un ensemble mobile quelconque.

Quel que soit l'ensemble, quels que soient les mouvements des éléments qui le composent, il sera toujours possible de trouver des trièdres de référence satisfaisant à la condition que le mouvement relatif de l'ensemble, par rapport à l'un quelconque d'entre eux, paraisse dû uniquement à des forces intérieures satisfaisant au principe de l'égalité de l'action et de la réaction.

Le solide de référence correspondant au minimum de force vive rela-

---

(1) Séance du 22 mai 1929.

tive [1] satisfait en effet à cette condition. Je l'appelle dans ce qui suit *le solide de référence principal*.

Il en existe une infinité d'autres.

Pour les déterminer il suffit de choisir les six paramètres du mouvement d'entraînement (translation et rotation) de telle façon que, dans le mouvement relatif, la quantité de mouvement résultante et le mouvement cinétique résultant soient constants en grandeur et en direction par rapport au trièdre cherché.

Une translation rectiligne et uniforme du système de référence conserve évidemment la propriété envisagée.

Pour déterminer les rotations jouissant de la même propriété, considérons deux systèmes d'axes rectangulaires ayant pour origine commune le centre de gravité de l'ensemble mobile. Le premier, S, sera supposé invariablement lié au solide principal; le second, S_1, sera l'un des trièdres cherchés. J'appelle p, q, r les composantes, suivant les axes de S, de la rotation qui définit le mouvement de S par rapport à S_1.

A un instant donné l'énergie cinétique du mouvement d'entraînement de l'ensemble dans le mouvement de S par rapport à S_1 sera donnée par une expression de la forme suivante :

$$\Theta = \frac{1}{2}(\mathrm{A}p^2 + \mathrm{B}q^2 + \mathrm{C}r^2 - 2\mathrm{D}qr - 2\mathrm{E}rp - 2\mathrm{F}pq).$$

Comme le trièdre S appartient au solide principal, les moments résultants des quantités de mouvement par rapport aux axes de S seront respectivement

$$\frac{\partial\Theta}{\partial p}, \quad \frac{\partial\Theta}{\partial q}, \quad \frac{\partial\Theta}{\partial r}.$$

Les rotations cherchées devront donc satisfaire aux trois équations de la forme suivante :

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial\Theta}{\partial p} + q\frac{\partial\Theta}{\partial r} - r\frac{\partial\Theta}{\partial q} = 0, \quad \ldots.$$

Ces équations diffèrent de celles du mouvement d'un *corps* solide par le fait que les coefficients A, B, C, ... ne sont pas des constantes.

---

(1) Voir ma Note du 14 janvier 1929 (*Comptes rendus*, 188, 1929, p. 288). Le problème du trièdre de référence correspondant au minimum d'énergie cinétique relative a été également examiné dans les *Lezioni di Meccanica Razionale* de MM. Levi-Cività et U. Amaldi, 2, premier volume, p. 306-309.

De ces diverses solutions, le solide principal est le seul qui soit indépendant du mode de repérage du temps.

Appliquons ces résultats à l'ensemble de l'Univers observable. Le calcul, d'accord avec un raisonnement sommaire, montre que le solide principal correspondant doit être orienté d'une manière sensiblement invariable par rapport au ciel étoilé. Dans la mesure où l'observation permet de les déterminer, on peut donc affirmer que ce solide et ceux qu'on en déduit par une translation rectiligne et uniforme coïncident avec les systèmes de référence canoniques de la mécanique céleste.

J'ai cru intéressant de signaler cette coïncidence. Elle correspond à l'existence de la gravitation, mais ne fournit aucun renseignement sur la forme spéciale de la loi d'action mutuelle.

ASTRONOMIE. — *Recherches statistiques sur l'apex solaire et sur le vertex de la répartition des vitesses stellaires.* Note [1] de M. **H. Mineur**, présentée par M. Deslandres.

Nous avons essayé d'obtenir des positions précises de l'apex et du vertex en utilisant la méthode statistique.

1. Nous avons réuni 120 déterminations de l'apex calculées depuis dix ans par divers auteurs. Les 120 valeurs de l'ascension droite A et de la déclinaison D de l'apex sont réparties suivant une loi de Gauss avec

$$\overline{A} = 274°,77, \quad \overline{D} = +35°,20,$$
$$\sigma_A = 10°,15, \quad \sigma_D = 8°,6, \quad r = -0,094.$$

2. Il est connu depuis une vingtaine d'années que l'ascension droite de l'apex est à peu près indépendante des étoiles utilisées pour la déterminer et que la déclinaison de ce point augmente avec la grandeur apparente des étoiles utilisées. Nous avons étudié à nouveau cette question et nous sommes parvenus au résultat suivant :

Les diverses positions de l'apex se groupent bien autour de point $A = 274°$, $D = +33°$, mais les positions déterminées au moyen d'étoiles faibles et surtout au moyen d'étoiles voisines du pôle Nord s'écartent notablement du point précédent pour s'approcher du point $A' = 305°$, $D' = +66°$. Ces positions se groupent nettement sur le grand cercle de la sphère céleste qui a pour pôle le point $\alpha = 12^h 0^m$, $\delta = +12°,5$.

(1) Séance du 22 mai 1929.

3. L'étude théorique de la rotation galactique montre que si $\overrightarrow{OV_1}$, $\overrightarrow{OV_2}$, ... désignent les vitesses du Soleil par rapport à divers objets, les extrémités V_1, V_2 ... de ces vecteurs doivent être sur une ligne droite perpendiculaire au plan qui passe par le Soleil et l'axe de rotation.

Les diverses positions de l'apex doivent donc être sur un grand cercle qui coupe l'équateur galactique à 90° de la direction du centre de rotation.

Or, le grand cercle considéré au paragraphe 2 occupe le plan galactique au point de longitude 333°, soit à 90° du centre de l'amas local, puisque ce dernier a pour longitude 244°.

Nous voyons là une preuve nouvelle de la rotation de l'amas local et du fait signalé dans une Note précédente, que la vitesse angulaire de rotation des astres dépend surtout de leur cote au-dessus du plan de symétrie de l'amas local.

4. Cette asymétrie des positions de l'apex ressemble au phénomène découvert par Strömberg et appelé courant asymétrique. Mais cette dernière asymétrie ne s'observe que sur des objets éloignés, extérieurs à l'amas local.

5. Nous avons réuni 36 déterminations du vertex de la répartition ellipsoïdale des vitesses stellaires. On a souvent dit que la direction du vertex coïncidait avec celle du centre de la galaxie. Nous avons démontré qu'il n'en était rien.

Représentons sur un même graphique les lois de répartition de la longitude du vertex et de celle du centre de rotation des étoiles éloignées. On trouve deux courbes nettement distinctes :

Longitude du centre de rotation...	$\overline{G} = 322°$	$\sigma = 6°$
Longitude du vertex.............	$\overline{G} = 352°,7$	$\sigma = 15°,8$
Longitude du centre de la galaxie..	325° (Shapley)	
Longitude du centre de la galaxie..	323° (Seares)	

Mais la loi de répartition des longitudes du vertex présente une forte obliquité et nous estimons qu'on doit adopter pour longitude du vertex 347°.

La longitude du vertex diffère donc de 22° de celle du centre de la galaxie. C'est là un point que les tentatives d'explication des mouvements stellaires ne devront pas négliger.

On voit, par cet exemple, à quel point l'accumulation des mesures d'une même quantité est nécessaire dans les sciences expérimentales.

6. Les 36 positions du vertex que nous avons utilisées semblent se grou-

per sur un grand cercle qui passe par le point (coordonnées galactiques) : $G = 340°$, $g = 0$, par l'apex solaire et par le vertex du courant du Taureau. Ce phénomène est moins net que celui que nous avons signalé au n° 2.

Cette asymétrie peut s'interpréter assez simplement en admettant que le vrai vertex est le point $G = 347°$, $g = 0$, et que ses changements de position proviennent de l'introduction dans le calcul d'un grand nombre d'étoiles appartenant soit au courant du Taureau, soit à un courant dont le Soleil ferait partie.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Théorie électronique de l'éther et de la lumière.* Note [1] de M. **Alex. Véronnet**, transmise par M. P. Appell.

La théorie des électrons de Lorentz, appliquée à la matière, a permis d'expliquer un grand nombre de faits, et de ramener la matière à deux éléments. D'autre part, la théorie de la relativité a réussi à ramener à l'unité les actions de la matière, électricité, magnétisme, gravitation, en considérant uniquement le champ au voisinage de l'atome ou de l'électron.

La théorie électronique, étendue à l'éther, s'est proposée d'expliquer ce champ, non pas mécaniquement, mais électriquement. J'ai soumis cette théorie au calcul et le calcul montre qu'elle peut nous donner les lois de la lumière, du magnétisme, de la gravitation, comme la théorie cinétique nous donne les lois des gaz.

1. *L'éther composé d'électrons ou de sous-électrons. Vitesse de la lumière.* — On suppose l'éther composé de particules électriques négatives, qui se repoussent suivant la loi de Coulomb, particules appelées éthérons. Pour que le problème ait une solution, on démontre que les particules doivent arrêter une partie de cette force répulsive. On trouve alors que chaque particule est soumise, dans chaque direction, à une force F et, si elle est écartée de sa position d'équilibre d'une quantité ξ, elle y est ramenée par une force $F' = k\xi$.

Cette force F' permet de calculer la vitesse des ondes dans le milieu, ce qui donne une nouvelle relation.

2. *Champ électromagnétique d'un atome dans l'éther. Ondes transversales.* — Plaçons dans cet éther un atome neutre d'hydrogène (électron tournant autour d'un proton), et calculons l'action de ce système sur le milieu. Le premier terme du développement produit sur chaque éthéron un mouve-

(1) Séance du 22 mai 1929.

ment de rotation, synchrone de celui de l'électron (champ magnétique). Le second terme du développement produit en outre une déformation élastique permanente ellipsoïdale du milieu, déformation qui conserve rigoureusement le volume et la densité de l'éther (champ électrique). Quand l'électron saute d'une orbite stable à une autre, il se produit une perturbation brusque de cette déformation, qui engendre une onde. Comme la dilatation cubique, correspondant à cette perturbation, est également nulle, les ondes sont uniquement transversales. Ce sont les *ondes lumineuses*. La théorie du magnétisme montrera que ce sont également des ondes électromagnétiques.

3. *Explication de la théorie des quanta*. — Les mouvements tourbillonnaires des électrons de la matière et de l'éther réagissent les uns sur les autres, ils sont caractérisés, au point de vue mécanique, par leur moment cinétique. On démontre que, dans l'état permanent, il y a *conservation des moments et équipartition de ces moments*, et cela de la même façon que, dans la théorie cinétique de Maxwell, on démontre qu'il y a conservation et équipartition de l'énergie. La valeur commune du moment de tous les électrons ou éthérons détermine la constante universelle h de Planck, ce qui fournit une nouvelle relation. Cette constante mesure aussi l'énergie absorbée par le milieu, la température de l'éther.

Les mouvements tourbillonnaires se comportent en outre comme des vibrations. Ils admettent donc *leurs harmoniques* comme mouvements stables possibles. Les moments peuvent donc varier par quantités entières. La théorie électronique fournit ainsi une base physique, une démonstration physique de la théorie des quanta, de la formule du rayonnement de Planck, etc.

4. *Les orbites stables de l'électron et les lois des raies spectrales*. — La loi des moments entiers démontre que le rayon des orbites stables de l'électron dans l'atome croît comme le carré des nombres entiers, ce qui démontre la seconde hypothèse introduite par Bohr pour son atome.

Dans cet éther, l'électron tournant n'émet pas d'ondes, conformément à la première des hypothèses de Bohr, qui paraissait contredire les lois de l'électrodynamique. Pour l'émission d'une onde il faut une variation de v^2.

Enfin le théorème général des moments permet de démontrer également la troisième hypothèse de Bohr, et l'on obtient finalement les formules de Balmer, de Moseley, etc., qui déterminent la fréquence des séries de raies d'émission ou d'absorption dans les spectres de l'hydrogène, de l'hélium ou des rayons X, et ceci sans autre hypothèse que celle des électrons.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur les équations hydrodynamiques*. Note de M. V. **Bjerknes**, présentée par M. Brillouin.

Nous possédons les équations hydrodynamiques sous deux formes différentes, dites de *Lagrange* et d'*Euler*. Déjà Lagrange a donné le conseil de se servir, dans les applications, des équations d'Euler comme étant les plus simples. Ce conseil a été suivi très consciencieusement jusqu'à nos jours. Mais comme cette supériorité n'existe que dans un domaine restreint de l'hydrodynamique, on n'est sorti que très exceptionnellemnnt de ce domaine.

La condition nécessaire et suffisante qui donne la supériorité au système d'Euler est l'*interchangeabilité* des particules fluides. Mais au fond, cette condition d'interchangeabilité n'est jamais satisfaite en toute rigueur dans les fluides réels. Elle est très loin de l'être dans les grands fluides universels, comme l'atmosphère ou la mer. Ici les différentes particules se distinguent les unes des autres par leurs concentrations en vapeur d'eau ou en sel, par leurs températures initiales, et ces différences sont les causes primaires des mouvements.

Les équations du mouvement et l'équation de continuité sont les mêmes pour les fluides à particules interchangeables et non interchangeables. La différence se présente dans l'équation caractéristique, qui définit les propriétés physiques des différentes particules fluides. On l'écrit généralement

$$\rho = f(p), \tag{1}$$

ρ étant la densité, p la pression.

Si l'on suppose que cette équation est la même pour toutes les particules du fluide, elle donne la condition de l'interchangeabilité : sous la même pression les différentes particules prennent la même densité. Cette équation a alors même forme dans le système d'Euler et dans celui de Lagrange : l'avantage du système d'Euler est l'ordre moins élevé des équations dynamiques et le degré moindre de l'équation de continuité.

Si l'équation (1) varie de particule à particule, on se trouve dans le cas de non-interchangeabilité. On en rend immédiatement compte dans le système de Lagrange, en faisant entrer dans l'équation (1) les variables a, b, c de Lagrange, qui définissent les différentes particules

$$\rho = f(p, a, b, c). \tag{2}$$

Mais dans le système d'Euler on ne possède pas de variables spéciales à l'aide desquelles on puisse individualiser les particules.

Il faut alors écrire l'équation (1) sous forme différentielle. Représentons comme on le fait ordinairement par $\frac{d}{dt}$ et $\frac{\partial}{\partial t}$ les deux différentiations par rapport au temps, la première se rapportant à la particule physique en mouvement, la seconde étant prise en un lieu défini x, y, z. ρ étant la densité d'un élément matériel, nous avons identiquement

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{d\rho}{dp}\frac{dp}{dt}. \tag{3}$$

Mais comme (1) se rapporte aussi à un élément matériel on en tire

$$\frac{d\rho}{dp} = \gamma, \tag{4}$$

γ étant l'inverse du coefficient d'élasticité de *la particule en question*, généralement une fonction de p. On peut donc écrire l'équation (3)

$$\frac{d\rho}{dt} = \gamma\frac{dp}{dt}, \tag{5}$$

ou bien, si l'on développe $\frac{d}{dt}$ de la manière connue

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + u\frac{\partial\rho}{\partial x} + v\frac{\partial\rho}{\partial y} + w\frac{\partial\rho}{\partial z} = \gamma\left(\frac{\partial p}{\partial t} + u\frac{\partial p}{\partial x} + v\frac{\partial p}{\partial y} + w\frac{\partial p}{\partial z}\right), \tag{6}$$

u, v, w étant les composantes de vitesse. (6) est ainsi l'équation caractéristique *générale* dans le système d'Euler.

Le système *général* d'Euler contient ainsi une équation différentielle de plus que le système de Lagrange. Sa plus grande simplicité devient illusoire, à l'exception du cas de l'interchangeabilité des particules fluides, où l'on peut garder l'équation caractéristique sous la forme finie (1).

L'intégration des équations hydrodynamiques dans le cas d'un fluide à particules non interchangeables est en général plus difficile que dans le cas classique d'un fluide à particules interchangeables. Mais on a souvent l'avantage de pouvoir prévoir le caractère qualitatif de la solution par intuition physique. Il existe en outre une méthode très puissante pour effectuer certaines intégrations utiles. On s'imagine donnée une solution quelconque, et l'on considère une petite perturbation superposée à ce mouvement primitif. Cette petite perturbation peut être étudiée par des équations *linéarisées*. Précisément en ne soumettant le mouvement primitivement donné à aucune

autre condition restrictive que celle de satisfaire aux équations générales, on arrive à des équations de perturbation tout à fait générales, et qui présentent l'avantage d'une symétrie précieuse.

Dans un Mémoire qui paraîtra bientôt dans un autre Recueil, on trouvera ces équations générales de perturbation. Elles y sont déduites du système de Lagrange ainsi que du système généralisé d'Euler et rapportées à des coordonnées curvilignes quelconques, mobiles ou non.

THERMODYNAMIQUE. — *Peut-on démontrer la relation de Maxwell-Clausius sans recourir au principe de Carnot?* Note [1] de M. **J.-E. Verschaffelt.**

M. V. Karpen s'est proposé récemment [2] de donner, de la relation de Maxwell-Clausius, une démonstration générale, indépendante du principe de Carnot. Il me semble qu'il y a de sérieuses objections à faire à son raisonnement [3].

M. Karpen part de l'équation

$$\mathfrak{T} = -\int_{v_1}^{v_2} v\,dP, \tag{1}$$

dans laquelle $\mathfrak{T}$ est le travail moléculaire effectué au passage du fluide à travers la couche superficielle et P la pression thermique. Il y substitue une expression de $\mathfrak{T}$ qu'il trouve, en calculant de deux façons, l'augmentation d'énergie interne due au passage de l'état liquide à l'état de vapeur, d'abord en supposant que la transformation a lieu continûment, suivant l'isotherme théorique, puis en supposant que le liquide se vaporise sous pression constante. Il fait implicitement l'hypothèse que, dans les deux cas, le travail total des forces moléculaires est le même et égal à l'augmentation d'énergie interne du système; or cette hypothèse ne se vérifie pas en général.

Dans les cas où cette hypothèse se vérifie, on arrive effectivement à la relation cherchée. En effet, dans la transformation continue, le travail des

---

(1) Séance du 13 mai 1929.

(2) V. Karpen, *Démonstration des relations de Maxwell-Clausius et de Clapeyron* (*Comptes rendus*, 188, 1929, p. 778).

(3) Je continue à me placer dans les idées classiques. Je n'ignore pas que M. C. Raveau a introduit (*Comptes rendus*, 183, 1926, p. 1337, et 188, 1929, p. 313) dans cette question un point de vue entièrement nouveau d'après lequel les égalités thermodynamiques seraient indépendantes d'un second principe.

forces moléculaires, égal à celui de la pression de cohésion π, est

$$\int_{v_1}^{v_2} \pi \, dv;$$

dans la transformation discontinue, où il y a passage de vapeur sous pression de cohésion π_2 en liquide sous pression π_1 à travers une couche de transition, le travail est

$$\mathfrak{T} + \pi_2 v_2 - \pi_1 v_1;$$

admettant que, dans les deux cas, le travail soit le même (parce que égal à la variation d'énergie), on a

$$(2) \qquad \mathfrak{T} = \int_{v_1}^{v_2} \pi \, dv + \pi_1 v_1 - \pi_2 v_2.$$

Mais l'équation (1) peut s'écrire, en songeant que $P = p + \pi$,

$$\mathfrak{T} = \int_{v_1}^{v_2} P \, dv - P_2 v_2 + P_1 v_1 = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv - p_s(v_2 - v_1) + \int_{v_1}^{v_2} \pi \, dv - \pi_2 v_2 + \pi_1 v_1.$$

de sorte qu'en vertu de (2)

$$p_s(v_2 - v_1) = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv.$$

La relation est ainsi démontrée. Mais quand l'hypothèse de base est-elle vérifiée? C'est le second principe qui doit nous l'apprendre [1], de sorte que la réponse à la question posée en titre doit être négative.

Le raisonnement ci-dessus se confond avec celui de M. Karpen, à condition de poser $k = 0$. Je ne vois pas bien, d'ailleurs, ce qu'est la grandeur k dans les idées de M. Karpen. Certes, on peut toujours poser

$$\left(\frac{\partial U}{\partial v}\right)_T = P + k - p = \pi + k.$$

---

[1] Il est à remarquer que, si la variation d'énergie interne est égale au travail des forces moléculaires pour une transformation continue (comme c'est le cas lorsque a, b et R sont des constantes), il n'en est pas encore nécessairement de même, pour la même équation d'état, lorsque la transformation est discontinue. Le travail moléculaire dans la vaporisation n'est égal au travail moléculaire dans la dilatation homogène que si la tension de vaporisation est d'accord avec la relation de Maxwell-Clausius. Supposer que ce travail est le même dans les deux cas revient à admettre le principe de Carnot aussi bien pour les états homogènes que pour les états hétérogènes. On n'échappe donc pas au second principe.

mais en général k sera une fonction de p et v dans la région homogène, et je ne comprends pas comment M. Karpen peut introduire cette même fonction dans des formules relatives à la transformation discontinue.

Enfin, il me paraît peu recommandable de donner à la grandeur

$$P + k = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v,$$

qui est universellement connue comme chaleur latente, le nom de chaleur spécifique à température constante. Cela peut être une source de malentendus, une chaleur spécifique étant toujours un rapport $\frac{dQ}{dT}$ entre les effets calorifique et thermique d'une transformation élémentaire.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur l'existence d'un état conducteur des liquides dits isolants.* Note de **M. L. Brüninghaus**, présentée par M. A. Cotton.

A la suite d'expériences [1] relatives à l'électrisation de contact entre l'essence minérale et un métal quelconque, j'ai été conduit à rechercher comment l'électricité traverse de minces films de liquides dits isolants.

Les expériences ont porté sur l'essence minérale ordinaire, sur l'huile de vaseline purifiée et sur le benzène cristallisable, liquides dont la résistivité est du même ordre de grandeur, et qui ont fourni des résultats semblables.

Sous des épaisseurs de l'ordre de $0^{mm},5$, j'ai observé une conductivité faible, de l'ordre de celle généralement admise, et qui diminue de plus en plus à mesure qne l'on prolonge l'application du champ. Cette conductivité me paraît dépendre de la présence, dans le liquide isolant, de traces d'eau dissoute.

Sous des épaisseurs de l'ordre de 10^{μ}, je me suis aperçu, avec surprise, de l'apparition d'une conductivité de l'ordre de celle des métaux, par application de champs d'environ 100000 volts/cm.

Voici dans quelles circonstances prend naissance cette conductivité inattendue :

On dispose une goutte de liquide entre deux petites électrodes polies, parallèles, et séparées par une distance d'environ 10^{μ}. Si l'on applique la différence de potentiel progressivement, l'on peut atteindre 110 volts sans

---

[1] Voir L. Brüninghaus, *Annales de l'Office national des Combustibles liquides*, 2, 1927, p. 507.

observer aucun courant au galvanomètre, sensible à 10^{-11} ampères, mis en série avec l'appareil. Si au contraire l'application est plus brutale, on atteint une différence de potentiel, en général de l'ordre de 10 volts, pour laquelle le spot se trouve lancé violemment, puis animé de mouvements désordonnés, avec parfois retour et arrêt au zéro pendant plusieurs secondes; l'amplitude de ces mouvements croît avec la différence de potentiel appliquée.

Ces courants erratiques constituent déjà une anomalie, car ils peuvent prendre des intensités considérablement plus grandes que celles qui correspondent à la conduction usuelle des liquides isolants. Mais il y a plus, car ce régime instable constitue une sorte de préparation à un régime stable de haute conductivité.

En effet, *pour une certaine différence de potentiel*, d'ordinaire comprise entre 50 et 110 volts, *brusquement le courant saute à plusieurs milliampères, ou même à plusieurs ampères*, selon la résistance du circuit, et *la résistance du liquide devient négligeable*, comme s'il se trouvait soudain remplacé par une goutte de mercure.

Tel est le fait, qui fait immédiatement penser à un court circuit.

Or je me suis assuré que *l'idée d'un court circuit est exclue*, pour les raisons suivantes :

1° L'établissement du régime conducteur ne s'accompagne d'aucune variation de distance des électrodes, soit par dilatation, soit pour toute autre cause.

2° Il n'y a pas davantage arrachement de particules métalliques aux électrodes, car celles-ci conservent leur poli.

3° La formation d'une émulsion métallique conductrice entre les électrodes, par pulvérisation du métal qui les constitue, est également à rejeter, car le liquide conserve sa limpidité et il redevient isolant aussitôt le champ annulé.

J'ai vérifié qu'il ne s'agit pas non plus d'une décharge par étincelles ou par aigrettes, le phénomène étant silencieux et obscur.

Je crois donc être autorisé à conclure que, *sous des épaisseurs de l'ordre de* 10^{μ}, *et par application de différences de potentiel de l'ordre de quelques dizaines de volts, les liquides isolants peuvent acquérir brusquement la conductivité métallique; que cette modification est réversible; qu'elle débute par un état instable où les deux régimes, conducteur et isolant, se mêlent de façon désordonnée.*

Certes, ce résultat est surprenant; il est cependant conforme à certains

faits connus, relatifs à l'amélioration des contacts glissants des instruments de mesure par interposition d'huile de vaseline ou liquides similaires [1].

Le régime conducteur ne s'établit que pour des petites distances entre les électrodes (jusqu'à 110 volts), inférieures à 30^{μ}, et généralement de l'ordre de 10^{μ}. Une fois établi, il subsiste pour des distances un peu supérieures, pouvant aller jusqu'à 70^{μ}. Lorsque, accroissant la distance, le régime conducteur cesse, il se produit de nombreuses étincelles qui traversent le liquide en le décomposant partiellement; le courant tombe à 1 milliampère, sans l'interposition d'aucune résistance; les électrodes sont corrodées, sans que du reste le régime conducteur se rétablisse.

Tels sont les faits qu'il m'a été donné d'observer. Il est clair que l'explication de cette remarquable « supraconductivité » des isolants ne saurait être donnée avant de nouvelles expériences.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur l'efficacité des écrans électrostatiques discontinus.* Note [2] de M. **Pierre Bricout**, présentée par M. Fabry.

Un certain nombre de mesures physiques exigeant la constance du potentiel sont effectuées dans des enceintes métalliques qu'il est impossible de fermer complètement pour des raisons expérimentales. J'ai cherché à évaluer la perturbation produite par la discontinuité de l'écran électrostatique dans un cas simple conduisant à plusieurs applications pratiques.

Un plan métallique illimité est au potentiel zéro. Un fil cylindrique infiniment long de rayon r est tendu parallèlement au plan à une distance a de celui-ci telle que $\frac{r}{a}$ soit très petit (de l'ordre de $\frac{1}{100}$ par exemple). Une plaque métallique infiniment mince et illimitée, parallèle au plan et située à une distance b de celui-ci ($b < a$) est au potentiel zéro, formant ainsi écran électrostatique entre le plan et le fil qui est porté au potentiel unité. La plaque est séparée en deux parties par une fente rectiligne illimitée de largeur $2c$ dont le plan de symétrie passe par l'axe du fil. Je me propose de chercher dans quelle mesure l'espace compris entre le plan et la plaque perforée peut être considéré comme équipotentiel. Il suffit pour cela de cal-

(1) Voir notamment Price, *Proc. Phys. Soc.*, 18, 1903, p. 479. — Manleks, *Phil. Mag.*, 33, 1917, p. 211. — Krauss, *Elektrotechnik u. Machinenbau*, 30, 1920, p. 1. — Melson et Booth, *J. Inst. Electr. Eng.*, 60, 1922, p. 889.

(2) Séance du 22 mai 1929.

culer le potentiel Π sur l'axe de la fente; celui-ci est une limite supérieure du potentiel dans la région considérée.

On a donc à traiter un problème plan de Dirichlet dont la solution analytique complète peut être obtenue par la transformation de Schwartz. En effet, si à un point du domaine initial $z = x + iy$, on fait correspondre un point du domaine $W = U + iV$ au moyen de la représentation conforme

$$z = \frac{b}{\pi}\left(W - L\frac{W-\beta}{W+\beta} + i\pi\right),$$

on peut, par un choix d'axes convenable, transformer l'ensemble des traces du plan et des deux demi-plans au potentiel zéro en la droite $V = 0$, la section droite du fil se transformant très sensiblement en un cercle si $\frac{r}{a}$ est suffisamment petit. Le problème initial se trouve donc ramené à l'étude classique de la distribution des potentiels entre un cylindre et un plan parallèles.

Le calcul montre que si l'on prend pour unité la différence de potentiel entre le fil et les plans, le potentiel au centre de la fente est donné par la relation

$$\Pi = \frac{1}{L\frac{2V_F}{\rho}} L\frac{V_F + V_A}{V_F - V_A},$$

dans laquelle

$$\sqrt{\beta^2 + 2\beta} - L\frac{\sqrt{\beta^2+2\beta}-\beta}{\sqrt{\beta^2+2\beta}+\beta} = \frac{\pi c}{b},$$

$$V_A = 2 \text{ arc tang } \frac{\beta}{V_A}, \qquad V_F = \pi\left(\frac{a}{b} - 1\right) + 2 \text{ arc tang } \frac{\beta}{V_F},$$

$$\rho = \frac{\pi r}{b\left(1 + \frac{2\beta}{V_F^2 + \beta^2}\right)}.$$

En remplaçant les transcendantes par leurs développements en série, on obtient la formule plus simple

$$\Pi = \frac{\log\frac{2d-c}{2d-c}}{\log\frac{2d}{r}} \qquad (d = a - b, \text{ distance du fil à l'écran}),$$

dont l'erreur relative est inférieure à $\frac{2}{100}$ si $\frac{a}{b} \geq \frac{3}{2}$ et $\frac{c}{b} \leq \frac{1}{10}$.

Cette relation permet de fixer rationnellement les dimensions des appa-

reils servant à l'étude de l'ionisation et de la résonance des gaz. Dans ceux-ci, les électrons émis par un filament incandescent se dirigent vers une grille ou une plaque perforée portée à un potentiel positif V par rapport au filament. Une partie d'entre eux franchissent l'électrode perforée et pénètrent dans l'espace compris entre celle-ci et une électrode pleine portée au potentiel V où l'on observe la luminescence du gaz. La formule précédente montre que le potentiel dans cette région ne peut être compris entre V et $V(1-\varepsilon)$ que si la largeur de la fente parallèle au filament qui sert à l'entrée des électrons ne dépasse pas

$$2c = 4d\left[\left(\frac{2d}{r}\right)^{\varepsilon} - 1\right].$$

La même relation permet d'évaluer l'ordre de grandeur des discontinuités compatibles avec la protection complète d'un électromètre sensible à εV contre le champ électrique d'un fil de rayon r porté au potentiel V par rapport à l'écran. Elle montre que l'effet perturbateur décroît rapidement avec le diamètre du fil par suite de la concentration des équipotentielles au voisinage de la surface de celui-ci.

PIÉZO-ÉLECTRICITÉ. — *Sur un nouvel emploi des quartz piézo-électriques.* Note [1] de M. **G. Siadbei**, présentée par M. A. Cotton.

Nous pensons que le quartz piézo-électrique peut trouver un nouvel emploi dans la chronométrie, étant donnée la conservation rigoureusement constante de ses oscillations.

La seule cause de variation de la période d'oscillation résulte en effet du changement de la température. Si la température change de 1°, un nombre de vibrations primitivement de 1 million varie d'après Meissner [2] de 0,6, d'après Powers [3] de 5 et d'après Cady [4] d'environ 20 vibrations. Cela entraîne dans le dispositif que nous décrirons dans la suite, une erreur qui au bout de 24 heures serait respectivement environ 0,0516 seconde, 0,432 seconde et 1,728 seconde. (Les écarts entre ces valeurs sont dues au manque d'homogénéité des lames de quartz.)

---

[1] Séance du 22 mai 1929.
[2] Meissner, *Elektrische Nachrichten Technik*, 183, xi, 1920, p. 70.
[3] W. Powers, *Physical Review*, 23, 1924, p. 783.
[4] Cady, *Journ. Opt. Am. Soc.*, 10, 1925, p. 475.

Par l'emploi d'un thermostat qui maintiendrait la température du quartz constante à $\frac{1}{100}$ ou même $\frac{1}{1000}$ de degré, on arrivera à une constance de la période d'oscillation qui n'est atteinte par aucun autre procédé. Une sélection rigoureuse des quartz piézo-électriques, afin de n'employer que ceux dont le coefficient de température est le plus petit, accroîtra encore la constance des oscillations.

Le dispositif que nous envisageons consiste en deux oscillateurs à quartz piézo-électriques absolument indépendants et placés à une distance suffisante pour éloigner toute possibilité de synchronisation. Les lamelles de quartz des oscillateurs, coupées dans une même plaque, sont collées ensemble et leurs bords dressés, ce qui permet d'obtenir une identité des dimensions des deux lamelles; un léger coup de polissage donné à une des lamelles après décollement diminue son épaisseur d'une quantité telle que les périodes propres des deux quartz, vibrant dans le sens de leurs épaisseurs, *produiront par battements une période voisine de la seconde*. L'emploi des lamelles de 1^{mm} d'épaisseur, ayant un nombre de vibrations de 3×10^6 environ, a l'avantage de nécessiter des énergies électriques faibles et par suite une tendance moindre à l'échauffement.

Deux bobines couplées aux circuits oscillants des oscillateurs appliqueront aux grilles d'une lampe bigrille les potentiels variables des deux oscillateurs, en modulant le courant plaque de la bigrille à la fréquence de leurs battements.

Ce courant peut alors être utilisé dans divers dispositifs existants (ou facilement réalisables) pour obtenir le déplacement des aiguilles des chronomètres.

Une particularité intéressante de ce dispositif est que, même en n'employant pas un thermostat pour le maintien de la constance de la température des lamelles, mais en enregistrant assez grossièrement les variations de température, on pourra faire très aisément les corrections nécessaires, du fait que la variation des périodes d'oscillation du quartz piézo-électrique est une fonction rigoureusement linéaire de la variation de température.

Le même dispositif, établi à une fréquence de battements convenable, peut rendre de grands services en commandant des moteurs phoniques, dans tous les dispositifs qui nécessitent une synchronisation rigoureuse : transmission d'images, etc.

ÉLECTRICITÉ INDUSTRIELLE. — *Les caractéristiques et la stabilité des circuits ferrorésonants (circuits oscillants comportant des bobines à noyaux de fer).* Note de M. **Edmond Rouelle**, présentée par M. Paul Janet.

Un récent article de M. Kalantaroff expose les résultats d'expériences exécutées sur divers circuits ferrorésonants, à l'appui d'une méthode d'étude graphique décrite par l'auteur [1]. Ces résultats sont, en ce qui concerne la ferrorésonance en série, conformes à ceux dont j'ai rendu compte dans une précédente Note [2], mais suggèrent, ainsi que le texte qui les accompagne, quelques remarques résumées ci-après.

Pour en abréger l'énoncé, j'appellerai *élément série* et *élément dérivation* les ensembles composés d'un condensateur et d'une bobine à noyau de fer associés, soit en série, soit en parallèle.

Les considérations suivantes ont trait aux caractéristiques U(I) obtenues en portant en abscisse l'intensité efficace, et en ordonnée la tension efficace aux bornes du circuit étudié; elles sont confirmées par les expériences que j'ai réalisées sur les circuits élémentaires ci-dessus, et sur ceux qui en dérivent, soit par montage en série avec l'un d'eux d'un condensateur ou d'une bobine avec ou sans fer, soit par combinaison de deux ou trois éléments identiques ou différents groupés en série ou en parallèle.

1. M. Kalantaroff a signalé l'existence de *caractéristiques ondulées* et de *caractéristiques bouclées*. L'emploi de sa méthode graphique m'a permis de prévoir des formes plus compliquées encore, en particulier une *caractéristique à double boucle (en forme de 8) réalisée par l'association en série d'un élément série et d'un élément dérivation de dimensions convenables.*

2. La caractéristique de l'élément série peut être tracée en entier lorsqu'on emploie une source de grande résistance intérieure, mais cette propriété ne peut être généralisée; *pour l'élément dérivation, c'est l'inverse qui a lieu, et pour les caractéristiques bouclées, il est impossible, quelle que soit la résistance de la source, de tracer la courbe expérimentalement sur toute sa longueur.* Les remarques faites plus loin sur la stabilité permettent de prévoir ces particularités.

3. J'ai déjà signalé [3] que des oscillations libres pouvaient s'amorcer

---

(1) P. Kalantaroff, *Rev. gén. Élect.*, 25, 1929, p. 315.
(2) *Comptes rendus*, 184, 1927, p. 1426.
(3) *Comptes rendus*, 187, 1928, p. 39.

spontanément et être entretenues dans divers circuits ferrorésonants. Tant que dure l'entretien, la caractéristique expérimentale s'écarte sensiblement du tracé théorique; il résulte en outre de ce phénomène, joint aux harmoniques de saturation, que *la courbe obtenue peut varier dans de grandes limites lorsqu'on modifie la résistance de la source*. Il peut aussi se produire *des battements plus ou moins réguliers durant lesquels la représentation graphique est inutilisable*.

4. Malgré la possibilité de tracer expérimentalement sur toute sa longueur une caractéristique ondulée, il subsiste que dans tous les cas où, pour une même valeur de chacun des paramètres dont dépend le système, la méthode graphique fait prévoir plusieurs régimes différents, tous ne sont pas réalisables. *Avec les caractéristiques à double boucle* que j'ai pu tracer, *il y a jusqu'à cinq points de fonctionnement théoriquement possibles* [1] *dont trois seulement sont stables;* il est intéressant de pouvoir les déterminer *a priori*.

J'ai pu dégager de l'expérience la règle pratique suivante :

Les divers points de fonctionnement sont définis par les points d'intersection de la caractéristique (R) du récepteur et de la caractéristique en charge (G) du générateur. Appelons sens positif et droite de (R) le sens de l'origine vers l'infini et la droite d'un observateur debout sur le plan de figure et parcourant la courbe dans le sens positif. *Le fonctionnement sera stable aux points où la caractéristique* (G) *parcourue dans le sens des courants croissants traverse* (R) *de la gauche vers la droite*.

J'ai vérifié que la loi présentée sous cette forme peut être étendue à tous les circuits précédemment énumérés [2]. Si l'on désigne par ds la différentielle de l'arc de courbe, la condition de stabilité s'exprime analytiquement par l'inégalité

$$\left(\frac{dU}{ds}\right)_R \cdot \left(\frac{dI}{ds}\right)_G > \left(\frac{dU}{ds}\right)_G \cdot \left(\frac{dI}{ds}\right)_R$$

et se réduit à $\left(\frac{dU}{dI}\right)_R > \left(\frac{dU}{dI}\right)_G$ lorsque $\left(\frac{dI}{ds}\right)_R \cdot \left(\frac{dI}{ds}\right)_G > 0$, *ce qui n'a lieu sur toute la longueur de* (R) *que pour l'élément en série*.

---

(1) On en aurait même sept avec des appareils de dimensions différentes, mais dans ce cas, les battements signalés plus haut rendent toute vérification impossible.

(2) On peut adopter l'énoncé équivalent ci-après qui conduit à un contrôle plus simple encore : Si l'on numérote les points de fonctionnement possibles dans l'ordre où on les rencontre sur la courbe (R) parcourue dans le sens positif, les points de rang impair correspondent seuls à des régimes stables.

5. On est amené, pour rendre un compte exact des phénomènes observés, à compléter la représentation graphique précédente par des indications sur la forme et le déphasage θ de courant. Le dernier point est facile à résoudre par une représentation à trois dimensions (U.I.θ) où (R) devient une courbe gauche.

On fait ainsi ressortir, en particulier, que dans la représentation primitive, on a en réalité, *au point de croisement d'une caractéristique bouclée, deux régimes où le courant est déplacé en avance ou en retard sur la tension*, suivant la branche considérée. Dans le nouveau système de coordonnées (G) devient une surface gauche, matérialisée, par exemple, par un réseau de courbes à θ constant, dont l'intersection avec (R) détermine une valeur plus approchée des différents régimes correspondant à des conditions données.

SPECTROSCOPIE. — *Existence possible d'importantes exceptions au principe de sélection relatif au nombre quantique total — Spectre N du thorium.* Note de M. **Jean Thibaud**, transmise par M. M. de Broglie.

1. Au cours de recherches spectrographiques dans le domaine des rayons X de grande longueur d'onde, poursuivies avec un réseau ligné, nous avons montré, M. A. Soltan et moi [1], l'existence d'une série de doublets réguliers ($\Delta\lambda = 3\,\text{Å}$) dans la série N des éléments lourds (tantale 73, tungstène 74, platine 78, or 79), se déplaçant très régulièrement en fonction du nombre atomique (diagramme rectiligne de Moseley).

L'origine de ce doublet, dont la longueur d'onde est comprise, pour les éléments cités entre 47 et 61 Å, paraissait assez inattendue : en adoptant pour les énergies des niveaux N les valeurs obtenues par Bohr et Coster par extrapolation des mesures de spectrographie de haute fréquence, on trouvait un accord satisfaisant avec des transitions électroniques N_{IV}-N_V pour la première de ces deux lignes et $N_V N_{VI\text{-}VII}$ pour la seconde, comme le montre le tableau suivant extrait de notre travail :

---

[1] J. Thibaud et A. Soltan, *Comptes rendus*, 185, 1927, p. 642; *Journal de Physique*, 8, 1927, p. 484.

Éléments.	Énergie des niveaux (volts) (Bohr et Coster).			Doublets.			
	N_V.	N_{IV}.	N_{VI-VII}.	$N_{IV}N_{VI}$ observé.	$N_{IV}N_{VI}$ calculé.	N_VN_{VI-VII} observé.	N_VN_{VI-VII} calculé.
Ta.....	233,4	244,3	33,9	211,6	210,4	201,0	199,5
W.....	241,5	253,8	33,9	220,3	219,9	208,8	207,6
Pt.....	314,8	332,5	70,6	257,0	261,9	241,9	244,2
Au.....	339,2	358,2	86,8	263,6	271,4	249,8	252,4

Pour les raies du tantale et du tungstène le désaccord est de l'ordre de 0,5 pour 100, ce qui peut rentrer dans les erreurs d'expérience, tandis qu'il atteint une valeur plus importante pour le platine et surtout pour l'or, où la différence numérique oscille entre 1 et 3 pour 100.

Nous concluions à la possibilité de déplacement d'électrons entre les différentes subdivisions énergétiques d'un même niveau. Cependant, avant de considérer ce fait, d'une grande importance, comme vérifié, nous examinions si d'autres hypothèses ne pourraient pas expliquer les doublets observés. En particulier, étant donnée l'imprécision des énergies extrapolées des niveaux N, on pouvait songer à des transitions entre un niveau O, tel que O_{II-III}, et les niveaux N_{IV-V}.

Les nouvelles mesures de la série L des éléments lourds que vient de publier M. S. Idei ([1]) semblent avoir tranché la question en faveur de notre première hypothèse. Il a pu calculer de nouvelles valeurs des énergies des niveaux N, sans doute plus précises que celles de Bohr et Coster qui avaient servi de base à nos calculs. Cette fois, l'accord avec nos mesures des doublets N « anormaux » devient excellent, principalement pour le platine et l'or (différence inférieure à 0,5 pour 100).

2. L'intensité de ces « raies internes » exclues par le principe de sélection relatif au nombre quantique principal n, est notable, relativement aux autres raies du domaine intermédiaire, comme nous l'avons également vérifié sur des enregistrements microphotométriques. On sait, qu'au contraire, les raies exclues par le principe de sélection relatif aux nombres quantiques auxiliaires k et j et que l'on a pu observer, sont très faibles.

3. J'ai recherché le même doublet interne dans les spectres de différents autres éléments, l'argent, le palladium, le bismuth, le thorium. Pour les deux premiers je n'ai pas retrouvé le doublet, ce qui n'est pas surprenant, l'édification des niveaux N_{VI-VII} n'étant pas commencée. Je ne l'ai pas retrouvé également dans le spectre du bismuth, cependant, dans ce cas, l'ensemble

---

([1]) *Nature*, 123, 1929, p. 643.

du spectre était faible. Par contre j'ai pu étudier dans de meilleures conditions le spectre X de grande longueur d'onde émis par le thorium (90), en utilisant un gros filament incandescent de thorium pur. On calcule, par extrapolation, que les raies N internes du thorium se trouveraient vers 34 et 37 Å. Les spectres du thorium que j'ai enregistrés présentent, de 5 à 10 Å, les raies déjà connues des séries M et N, puis deux raies fines visibles sur trois ordres successifs

1° $\lambda = 44,9$ Å; $\frac{\nu}{R} = 20,3$; Énergie 275 volts : $K\alpha$ C et $N\beta$ Th,

2° $\lambda = 50,3$ Å; $\frac{\nu}{R} = 18,1$; Énergie 246 volts : $N\alpha$ Th.

On n'observe aucune autre raie, ni le doublet N interne, ni les raies de la série O, annoncées à 48, 71 et 121 Å par A. Dauvillier.

4. On peut chercher à fixer les conditions dans lesquelles ces doublets anormaux peuvent être observés. Le nombre de telles raies exclues doit être très limité. En effet il semble que, pour que les doublets N internes se manifestent, il faille, d'une part, que le principe de sélection relatif aux nombres auxiliaires k et j soit satisfait (transitions observées $N_{IV}N_{VI}$, $N_{V}N_{VI\text{-}VII}$, $\Delta k = -1$, $\Delta j = 0, -1$) et, d'autre part, que le rapport ρ des énergies des subdivisions de niveau entre lesquelles se produit la transition, soit suffisamment élevé, par exemple de l'ordre de 5. Ainsi, si nous formons le rapport ρ des énergies des niveaux $N_{IV\text{-}V}$ à celle des niveaux $N_{VI\text{-}VII}$, pour les éléments qui émettent le doublet N exclu, on trouve : tantale $\rho = \frac{238}{34} = 7$; tungstène $\rho = \frac{247}{34} = 7,2$; platine $\rho = \frac{323}{71} = 4,6$; or $\rho = \frac{348}{87} = 4$. Tandis que pour les éléments qui ne manifestent pas ce doublet, on a :

$$\text{bismuth } \rho = \frac{470}{180} = 2,6; \qquad \text{thorium } \rho = \frac{677}{330} = 2.$$

Les niveaux $N_{IV\text{-}V}$ et $N_{VI\text{-}VII}$ envisagés sont d'ailleurs à peu près les seuls cas, parmi les niveaux superficiels, où les conditions précitées soient remplies. On ne devrait donc pas s'attendre à trouver de nombreux autres exemples d'une semblable violation du principe de sélection.

Il est difficile de donner une interprétation théorique de telles transitions sans changement du nombre total n : remarquons seulement que les niveaux N intéressés sont pourvus d'un nombre d'électrons relativement élevé : 4, 6, 6, 8.

ÉLECTROCHIMIE. — *Électrolyse de l'eau en courant alternatif.*
Note de M. **A. Canaud**, présentée par M. C. Matignon.

J'ai montré (¹) que dans l'étude de l'électrolyse de l'eau par courant alternatif, pour obtenir des résultats aussi concordants que le permet l'état non parfaitement identique des électrodes, il faut, dans les conditions de mes expériences, opérer à l'ébullition; de plus on ne peut tenir compte que du volume d'hydrogène formé, l'oxygène provenant en proportion indéterminée des gaz dissous dans l'eau.

Les expériences suivantes ont été faites avec les mêmes électrodes de fer électrolytique de 7×14^{cm}. Le courant alternatif est de 50 périodes, 110 volts aux bornes de la cuve. L'intensité efficace est réglée à 5 ampères en faisant varier l'écartement des électrodes.

Pour éliminer le plus possible les gaz dissous dans l'électrolyte et pour empêcher la variation de concentration par évaporation, le liquide est recouvert d'une couche de paraffine et est porté à l'ébullition dans la cuve d'électrolyse en verre pendant les 20 minutes que dure la période de formation des électrodes. Le chauffage se fait par le passage du courant. On ne commence à recueillir les gaz qu'après cette période de formation des électrodes, période dont on profite pour régler l'intensité du courant et la température du réfrigérent; ce dernier empêche l'ébullition d'être trop violente, ce qui causerait des pertes de gaz.

La première série d'expériences est faite avec des solutions de sulfates alcalins, de magnésium et de calcium contenant un équivalent électrochimique dans 500 ou 1000^l.

Corps dissous.	Dilution.	Vol. de H en cm³ à l'heure.	Mobilité des cations (²) à 18°.	à 100°.
SO^4K^2	1000	44,8	64,6	199
	»	46,6	»	»
	»	40,2	»	»
	»	43,3	»	»
SO^4Ca	1000	45,9	Ca/2	191
	»	46,5	51	»
SO^4Mg	1000	50,4	Mg/2	
	»	51,2	45,5	

(¹) *Comptes rendus*, **186**, 1928, p. 688.
(²) *Tables de Landolt-Börnstein*, 1923.

Corps dissous.	Dilution.	Vol. de H en cm³ à l'heure.	Mobilité des cations. à 18°.	à 100.
SO^4Na^2	1000	54,1	43,5	154
	»	55,2	»	»
	500	41,3	»	»
	»	43,5	»	»
	»	45,3	»	»

Avec les sulfates non hydrolisables étudiés, le volume d'hydrogène varie peu. Il semble que ce volume augmente sensiblement avec la dilution pour SO^4Na^2 et qu'il diminue légèrement quand la mobilité des cations augmente.

Avec les solutions contenant des ions H, le volume d'hydrogène recueilli est plus considérable. Une solution de SO^4H^2 à la dilution 1000 attaque les électrodes pendant l'électrolyse. La conductibilité diminue. On rapproche les électrodes pour maintenir I constant et l'on recueille les gaz lorsque I ne varie plus; $61^{cm^3},8$ d'hydrogène, en 1 heure, se sont dégagés dans ces conditions. La solution renferme, après l'électrolyse, des traces de SO^4Fe et SO^4H^2.

L'inverse se produit avec des solutions contenant des ions OH.

Corps dissous.	Vol. de H en cm³ à l'heure.	Dilution.
CO^3Na^2	3,8	1000
NaOH	0,2	1000

La présence des ions OH diminue donc considérablement le dégagement d'hydrogène en même temps que l'attaque des électrodes. Avec la soude, par exemple, les électrodes restent brillantes après 1 heure d'électrolyse.

Ceci peut s'expliquer soit par le fait que la passivité du fer en milieu alcalin entraîne une recombinaison plus complète de l'hydrogène et de l'oxygène, soit en admettant que la recombinaison du sodium ou de l'hydrogène provenant de la réaction secondaire du sodium sur H^2O se fait beaucoup plus complètement avec OH qu'avec l'oxygène.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude par les rayons X des transformations internes des alliages argent-zinc*. Note [1] de MM. **A. Roux** et **J. Cournot**, présentée par M. Léon Guillet.

M. Léon Guillet et l'un de nous ont présenté en 1916 [2] les résultats d'un travail sur les transformations internes des alliages argent-zinc; nous avions mis en vue, à l'aide de la micrographie et de mesures physiques, sur alliages recuits, trempés et revenus, des modifications venant très nettement à l'appui des nouvelles théories générales de la trempe et du revenu.

La présente recherche vient préciser ces résultats antérieurs, grâce à des investigations structurales conduites par rayons X [3].

Nous avons utilisé dans ce but le même appareillage que dans nos études précédentes [4] : méthode du cristal tournant; film photographique enroulé sur cylindre de 60^{mm} de rayon; poudre au centre; anticathode de molybdène; excitation 39000 volts; filtre de zircone; longueur d'onde = 0,712 prédominante.

Les alliages ont été étudiés sous trois états :

1° Recuit à 500° pendant 2 heures; refroidissement très lent dans le four;

2° Recuit, puis trempe à l'eau à 15° après chauffage de 10 minutes à 500°;

3° Recuit, puis trempe à l'eau, et enfin revenu à 210° pendant une heure.

Nous donnons ci-après les résultats obtenus sur un alliage [5].

Alliage : Ag = 69,77-Zn = 30,23. — Le spectre du métal recuit a été obtenu sur poudre agglomérée, le spectre donné par une face plane polie étant confus par suite de la grosseur des grains et de l'hétérogénéité chimique; les spectres des alliages trempé et trempé et revenu ont été obtenus avec un échantillon poli et attaqué pour faire disparaître la couche écrouie pendant le polissage.

Le spectre du métal *recuit* est formé de la juxtaposition des spectres des deux constituants de l'alliage; il y a sur ce point concordance avec le

---

(1) Séance du 22 mai 1929.

(2) *Comptes rendus*, 182, 1926, p. 606.

(3) Suite des recherches entreprises grâce à la subvention accordée par l'Académie sur la Fondation Le Chatelier.

(4) *Comptes rendus*, 186, 1928, p. 1733.

(5) Les résultats obtenus sur d'autres alliages, et qui ne trouvent pas de place ici, seront insérés dans le rapport final des recherches entreprises sur la Fondation Le Chatelier.

microscope. Nous avons porté sur le tableau, dans une même colonne, les plans appartenant au même constituant; les systèmes cristallins relèvent tous les deux du système cubique à faces centrées, les dimensions des arêtes étant respectivement égales à 4,502 Å pour l'un et à 4,054 Å pour l'autre.

Dans le spectre obtenu avec l'alliage *trempé*, nous ne retrouvons plus que l'un des deux constituants précédents, celui ayant pour côté 4,054 Å; le spectre du deuxième constituant a disparu; nous notons encore ici la concordance des résultats avec ceux de l'examen micrographique.

Le spectre de l'alliage *trempé et revenu* est celui donné par un tétragone à faces centrées dont les côtés de la base ont pour dimension sensiblement 4,054 et le rapport des axes 1,02 environ. Nous ne trouvons sur nos spectres qu'un seul constituant qui est le constituant principal de l'alliage trempé déformé; cette déformation est vraisemblablement provoquée par la précipitation du deuxième constituant existant normalement dans le produit recuit, mais en faible quantité, ce qui ne permet pas de retrouver son spectre.

Le microscope met en évidence une précipitation à l'état très finement divisé dans le constituant principal.

Déviation des rayons en millimètres.	Angle des rayons déviés en grades.	Distance des plans réticulaires en Å.	Intensité.	Plans de diffraction.	
Alliage argent-zinc. — Argent = 69,77. Recuit à 500°. Dureté Brinell = 89.					
16,3....	17,26	2,633	faible	111	111
18,45...	19,54	2,340	très forte	–	111
19,5....	20,66	2,203	forte	100	–
21,25...	22,54	2,020	faible	–	100
27,15...	28,78	1,588	faible	101	–
30,25...	32,10	1,440	faible	–	101
31,75...	33,64	1,363	faible	113	–
33,45...	35,54	1,294	faible	222	–
35,50...	37,54	1,226	forte	–	113
Même alliage. — Trempé à 500°. Dureté Brinell = 113.					
16,3....	17,26	2,633	très faible		111
18.45...	19,54	2,340	très forte		111
21,25...	22,54	2,020	moyenne		100
30,25...	33,10	1,440	moyenne		101
35,50...	37,58	1,226	faible		113

Déviation des rayons en millimètres.	Angle des rayons déviés en grades.	Distance des plans réticulaires en Å.	Intensité.	Plans de diffraction.
Même alliage. — Trempé à 500° et revenu à 210°. Dureté Brinell = 212.				
18,5....	19,70	2,310	très forte	111
21......	22,26	2,046	forte	101
21,5....	22,78	2,000	forte	100
30,1....	31,90	1,436	forte	101
30,6....	32,42	1.413	forte	220
35,15...	37,24	1.234	forte	113
35,65...	37,78	1,217	forte	131

Conclusions. — Ces résultats et ceux obtenus sur d'autres teneurs confirment les conclusions de la précédente recherche sur ces alliages; ils sont en parfait accord avec la théorie générale de la trempe et du revenu.

RADIOACTIVITÉ. — *Structure fine du spectre magnétique des rayons α du thorium* C. Note de M. S. **Rosenblum**, présentée par M. A. Cotton.

Mes expériences sur la détermination des vitesses des rayons α ont pu être continuées à l'Office des Inventions, à Bellevue, avec le grand électro-aimant de l'Académie des Sciences. La possibilité d'utiliser des champs intenses dans un grand volume a permis d'adopter pour la première fois pour les rayons α la méthode de focalisation que Danysz avait employée pour l'étude du spectre β des corps radioactifs.

On a obtenu le résultat suivant : dans la région du spectre qui correspond aux rayons α du thorium C, nous avons observé, non pas une seule, mais quatre raies, dont deux intenses et très voisines et deux autres très faibles et plus écartées. Ces résultats étant nouveaux et importants, on a pris soin de varier les conditions expérimentales. Les résultats obtenus ne dépendent pas : 1° de la forme de la source radioactive; 2° de la largeur du faisceau de rayons α, limité par une fente réglable; 3° de la position de la source dans la zone du champ magnétique utilisé; 4° du degré du vide, variant de $0^{mm},1$ à $0^{mm},001$.

Les nouvelles vitesses observées sont, en prenant comme unité la vitesse

du thorium C (correspondant à la raie la plus forte) :

$$V_{\alpha_1}/V_{\mathrm{Th\,C}} = 1{,}003\ (2),$$
$$V_{\alpha_2}/V_{\mathrm{Th\,C}} = 0{,}975\ (6),$$
$$V_{\alpha_3}/V_{\mathrm{Th\,C}} = 0{,}961\ (4),$$

V_{α_1} est la vitesse de la raie la moins intense des deux raies fortes, V_{α_2} et V_{α_3} étant les vitesses correspondant aux raies faibles.

Dispositif expérimental. — L'appareil consiste en une pièce de laiton de 1^cm d'épaisseur pourvu d'un évidement. Le diamètre de la partie circulaire est de 25^cm,3. Sur les faces de cette pièce sont appliquées deux rondelles de caoutchouc maintenues dans des rainures. Ces rondelles enduites de vaseline viennent en contact avec les pièces polaires entre lesquelles l'appareil est fixé. Quand le courant passe dans les bobines de l'électro-aimant, les pièces polaires (25^cm de diamètre) se rapprochent et forment de l'évidement un espace hermétiquement clos. L'évidement reçoit une pièce en laiton portant la source et la plaque. Quelques modifications ont été apportées au dispositif tel qu'il est employé pour l'étude des rayons β. Nous avons ajouté une fente réglable en or au-dessus de la source pour mieux délimiter la forme du faisceau. D'autre part, nous avons placé au-dessus de la plaque photographique et tout près de celle-ci une feuille de nickel activée par du polonium produisant un faisceau canalisé donnant un repère très fin permettant de connaître exactement la position de la plaque. Un volet fixé sur un rodage permet de supprimer les rayons α avant que l'on ait fait un bon vide, ainsi que pendant l'établissement et la rupture du courant. La distance plaque-fente supérieure est réglable. La distance entre les deux fentes ainsi que les largeurs des fentes sont également réglables.

Source. — La source radioactive consistait en une feuille d'or de 0^mm,2 collée au mastic sur une plaquette de verre. La surface de l'or soigneusement polie est maintenue juste en face de la fente inférieure à l'aide d'une petite pince. Seule la partie supérieure, une bande de 1 à 2^mm de largeur, légèrement convexe, est activée. Les sources de thorium B étaient équivalentes en γ à des quantités de radium-élément variant de 2 à 10^mg. Quelques essais ont été faits avec une source linéaire, une feuille mince d'or collée entre deux plaquettes de verre étant activée sur sa tranche soigneusement rodée.

Vide. — Dans les trois premières expériences, la pression était de l'ordre de 0^mm,05 Hg, dans les dernières expériences elle était de l'ordre de 0^mm,001

la décharge ne passant plus dans un « voyant » placé sur la canalisation, la pompe étant isolée. Nous nous sommes servis d'une pompe à huile à deux étages réunie à la canalisation en verre par l'intermédiaire de tubes métalliques flexibles soudés à la pompe et à l'appareil et mastiqués sur le verre. L'installation pouvait ainsi être facilement démontée. La vapeur d'eau était éliminée par un desséchant.

Champ magnétique. — Le champ magnétique était de l'ordre de 36000 gauss. Les pièces polaires étaient de 25^{cm} de diamètre, sorties du noyau conique central de 5^{cm}. Dans ces conditions, pour un entrefer de 1^{cm}, on a une couronne circulaire de champ maximum constant sur 2 à 3^{cm} environ. Cette région de champ constant se trouve entre 8 et 10^{cm} à partir du centre. Le champ est homogène à $\frac{1}{500}$ dans la région utilisée. Les variations du courant étaient $\leq \pm 2$ ampères sur 400, c'est-à-dire que la constance du champ dans le temps était meilleure que $\frac{1}{500}$. En fait, les clichés obtenus dans des poses successives sont parfaitement superposables, donc en moyenne la constance du champ était certainement supérieure à $\frac{1}{2000}$.

Quelques expériences préliminaires ont été faites avec d'autres raies α. Des expériences sur le Ra A, le Th C′ et le Ra C′ sont en cours.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les températures d'inflammation des mélanges d'oxyde de carbone et d'air.* Note [1] de MM. **M. Prettre** et **P. Laffitte**, présentée par M. H. Le Chatelier.

Nous avons, dans de précédentes Notes [2], donné les résultats de déterminations des températures d'inflammation des mélanges d'hydrogène et d'air. Nous avons montré que, dans ce cas, la température d'inflammation pour un mélange donné, était fortement influencée par la présence de petites quantités de gaz résiduels provenant d'une combustion précédente. Nous avons poursuivi ces recherches dans le cas des mélanges d'oxyde de carbone et d'air, pour lesquels on n'a que peu de déterminations qui ne permettent d'ailleurs pas de tracer une courbe des températures en fonction des compositions [3].

1. Nous avons d'abord déterminé les températures d'inflammation des mélanges d'oxyde de carbone et d'air par la méthode déjà décrite [2].

(1) Séance du 22 mai 1929.

(2) *Comptes rendus*, 187, 1928, p. 763, et 188, 1929, p. 397.

(3) Le Chatelier, *Comptes rendus*, 91, 1880, p. 825; Taffanel et Le Floch, *ibid.*, 157, 1913, p. 469.

Le mélange était au préalable desséché par un pressage très lent (300$^{cm^3}$ par heure) à travers des colonnes d'acide sulfurique et d'anhydride phosphorique de $1^m,50$ de longueur chacune. Le vide initial dans le récipient de combustion était de 10^{-4} mm de mercure. Dans tous les cas où il y avait inflammation, celle-ci se produisait 2 à 3 secondes après l'introduction du mélange gazeux dans le récipient. D'autre part, qu'il y ait ou non inflammation, on observait une lueur violette dès l'introduction du mélange gazeux. Lorsque celui-ci s'enflammait cette lueur cessait avec la flamme. S'il n'y avait pas d'inflammation la lueur persistait pendant plus d'une minute en s'atténuant lentement.

Les résultats de nos déterminations sont résumés par le tableau ci-dessous. La colonne supérieure donne la composition du mélange gazeux (volumes de CO pour 100 volumes du mélange total), la colonne inférieure les températures d'inflammation.

CO %........	5,65	11,40	13,90	19,80	21,90	32,40	38,80
t^{o}C..........	659	656	654	655	656	657	656
CO %........	42,45	54,35	62,75	64,00	75,10	86,45	92,90
t^{o}C..........	657	665	675	677	687	709	727

On voit que pour un grand nombre de mélanges (compris entre 10 et 40 pour 100 environ d'oxyde de carbone) la température d'inflammation est sensiblement constante et voisine de 655° (température donnée par M. Le Chatelier pour le mélange $2CO + O^2 + 4N^2$). Ensuite elle se relève très rapidement lorsque la teneur en oxyde de carbone augmente, pour atteindre 727°C., pour un mélange tenant 92,90 pour 100 de CO.

Nos mesures ont porté même sur des mélanges situés en deçà et au delà des limites inférieure et supérieure d'inflammabilité (12 et 75 pour 100 environ de CO). Cela est d'accord avec le fait signalé par White [1] et que nous avons observé dans le cas de l'hydrogène (*loc. cit.*) que, plus la température d'un mélange est élevée, plus ses limites d'inflammabilité sont reculées.

2. Nous avons montré, dans le cas de l'hydrogène, que la présence de petites quantités de gaz brûlés restant d'une combustion précédente élevait considérablement la température d'inflammation. Nous avons étudié la même question avec des mélanges d'oxyde de carbone et d'air.

Dans ce cas, la présence de faibles quantités de gaz brûlés résiduels ne modifie pas la température d'inflammation, comme on peut le voir d'après les chiffres suivants. Ceux-ci concernent deux mélanges l'un à 22,10 pour 100, l'autre à 57,20 pour 100 de CO. La colonne supérieure

---

(1) White, *J. Chem. Soc.*, **125**, 1924, p. 2397, et **127**, 1925, p. 672.

indique le vide préalable dans le récipient de combustion (en millimètres de mercure), réalisé en extrayant plus ou moins de gaz brûlés résiduels :

Millimètres Hg	10^{-4}.	10^{-2}.	0,1.	1.	10.	20.
22,10 pour 100 CO	654	654	654	657	656	656° C.
57,20 pour 100 CO	669	669	668	669	666	668

3. Les résultats des expériences du paragraphe précédent rapprochés de ceux obtenus dans le cas de l'hydrogène, nous ont conduit à étudier l'influence de la présence de vapeur d'eau. Ces mesures ont été faites en saturant de vapeur d'eau le mélange étudié dans un thermostat à température constante. Voici les résultats de deux séries de déterminations faites : (*a*) sur un mélange à 23,55 pour 100 de CO (76,45 pour 100 d'air); (*b*) sur un mélange à 61,90 pour 100 de CO (38,10 pour 100 d'air). Pour les deux séries de mesures, la colonne supérieure donne les teneurs en vapeur d'eau de 100 volumes du mélange total :

(*a*)	H^2O pour 100	0	1,50	2,25	3,30	4,15	5,60
	t° C	656	648	639	630	632	633
(*b*)	H^2O pour 100	0	1,90	3,20	4,25	5,70	7,60
	t° C	672	652	640	641	641	642

On voit d'après ces chiffres que la présence de vapeur d'eau abaisse notablement la température d'inflammation des mélanges d'oxyde de carbone et d'air. Ces résultats sont à rapprocher des faits signalés au sujet de l'inflammabilité de mélanges d'oxyde de carbone et d'air plus ou moins desséchés [1].

Nous devons enfin signaler l'influence de la présence de traces d'hydrogène (quelques millièmes au maximum). Celles-ci abaissent considérablement la température d'inflammation des mélanges d'oxyde de carbone et d'air. Cet abaissement de température est d'autant plus important que la quantité d'hydrogène est plus grande : ainsi il atteint 80° environ pour un mélange tenant moins de 5 millièmes d'hydrogène. La température d'inflammation de l'hydrogène étant de plus de 100° inférieure à celle de l'oxyde de carbone, il semble que la combustion de celui-ci soit provoquée par l'inflammation de l'hydrogène. La concentration de ce dernier est cependant considérablement plus faible que la concentration correspondant aux limites les plus basses d'inflammabilité que l'on connaisse, même aux températures élevées.

---

(1) Bone et ses collaborateurs, *Proc. R. Soc.*, 110 A, 1926, p. 615 et 634, et 123 A, 1929, p. 285.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action de la chaleur sur les amides allophaniques.* Note de MM. **J. Bougault** et **J. Leboucq.**

On sait que les éthers allophaniques, chauffés au-dessus de leur point de fusion, se décomposent en donnant principalement l'alcool correspondant à l'éther et de l'acide cyanurique $C^3H^3O^3N^3$; nous nous sommes proposé d'étudier le mode de décomposition des amides allophaniques dans les mêmes conditions.

Les amides allophaniques que nous avons choisis correspondent aux amines suivantes : aniline, *p*-toluidine et phénylhydrazine. Ils ont été préparés par action directe du chlorure allophanique $NH^2.CO.NH.COCl$ sur l'amine. Le produit brut est purifié par dissolution dans la soude diluée, filtration, précipitation par l'acide chlorhydrique, puis cristallisation dans l'alcool à 95°.

Ces amides étaient connus, sauf celui qui dérive de la phénylhydrazine; ce dernier fond à 218°.

I. Soumis à l'action d'une température voisine de 200° à 210°, ces amides allophaniques se comportent différemment suivant qu'ils dérivent de l'aniline et homologues ou de la phénylhydrazine.

Les premiers fondent, puis donnent un dégagement d'ammoniaque et se solidifient de nouveau, au moins partiellement. Le produit solide est un mélange d'où l'alcool sépare un composé soluble et un composé insoluble. Le corps soluble est l'urée disubstituée symétrique : le phénylbiuret (amide allophanique de l'aniline) donne ainsi la diphénylurée $(C^6H^5.NH)^2.CO$ et le *p*-crésylbiuret (amide allophanique de la *p*-toluidine), la *di-p*-crésylurée $(CH^3.C^6H^4.NH)^2CO$.

Le corps insoluble est le même dans les deux cas, c'est de l'acide cyanurique que nous avons caractérisé par les réactions suivantes : 1° sublimation sans fusion; 2° insolubilité dans l'acide acétique cristallisable; 3° pas de dégagement d'azote par l'hypobromite de sodium alcalin; 4° précipitation de cyanurate de baryum insoluble, par addition de $BaCl^2$ à sa solution dans l'ammoniaque diluée; 5° dosage d'azote par la méthode de Dumas (trouvé 32,3 pour 100; calculé 32,55 pour 100).

II. Avec l'amide allophanique de la phénylhydrazine, nous n'avons pas obtenu d'acide cyanurique, il y a eu seulement formation d'ammoniaque et d'un corps cristallisé, fondant à 267°, que nous avons reconnu être du phényl-

urazol. La réaction de décomposition peut donc s'écrire :

$$C^6H^5.NH.NH.CO.NH.CO.NH^2 = NH^3 + C^6H^5.\overset{\displaystyle HN - CO}{\underset{|}{N} - CO}\!\!>NH.$$

Pour nous assurer de l'identité du corps obtenu, nous avons préparé le phénylurazol à partir de l'urée et de la phénylhydrazine suivant la méthode de Pinner ([1]); le corps obtenu et celui résultant de la pyrogénation de l'amide allophanique de la phénylhydrazine se sont montrés identiques. L'identification a encore été complétée par la préparation de l'éther diméthylique de chacun de ces deux produits, suivant les indications de Pinner ([2]); dans les deux cas nous avons obtenu un seul et même corps, fondant à 88°-89°.

Conclusions. — La décomposition par la chaleur des amides allophaniques dérivés des amines du type aniline donne de l'ammoniaque, de l'acide cyanurique et une urée symétrique. Les allophanates dérivés des hydrazines se comportent d'une manière différente : il n'y a pas formation d'acide cyanurique; on observe seulement un dégagement d'ammoniaque et cyclisation de la chaîne latérale conduisant à un urazol.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Le problème de la synthèse asymétrique.* Note de M. R. Bousset, présentée par M. Bigourdan.

Soient :

un corps pur de composition A, sans action lorsqu'il est à l'état fluide sur la lumière polarisée et non fractionnable en corps actifs sur cette lumière, dans la même condition ;

un corps A′ de mêmes propriétés;

un corps B de composition $nA \pm n'A'$ ([3]);

une suite d'opérations aboutissant à la réaction $nA \pm n'A' = B$, cette suite d'opérations étant absolument quelconque, à l'exclusion toutefois des réactions qui introduiraient le corps B sans intervention de A, ou ce corps A lui-même (A′ pouvant être formé ou introduit en excès);

ρ le rendement effectif de la réaction calculé (dans la supposition précédente) par rapport à la masse de A mise en jeu;

([1]) *Ber. d. d. chem. Gesel.*, 20, 1887, p. 2358.

([2]) *Ber. d. d. chem. Gesel.*, 21, 1888, p. 1223.

([3]) Nous avons pris un cas simple dans lequel la synthèse ne met en jeu que deux corps A et A′. La généralisation se conçoit aisément.

α la valeur absolue du pouvoir rotatoire du corps B obtenu, à l'état fluide;

α_0 la valeur absolue du pouvoir rotatoire dans les mêmes conditions du corps B optiquement pur.

Les conditions nécessaires et suffisantes pour que l'opération

$$nA \pm n'A' = B$$

soit une synthèse asymétrique sont :

$$(1) \qquad \alpha > 0, \qquad \alpha > \alpha_0(1-\rho). \qquad (2)$$

Nous ne faisons que préciser ainsi les conditions expérimentales auxquelles doit satisfaire une suite de réactions pour être *réellement* et *certainement* ([1]) une synthèse asymétrique, c'est-à-dire la formation d'un corps actif B, à partir d'éléments inactifs A, A', ..., sans que cette opération puisse supposer la formation quantitative, intermédiaire du racémique B.

Cette définition n'est pas une convention arbitraire; nous voulons dire par là qu'il faut distinguer essentiellement ce problème naturel (quel que soit le nom qu'on lui donne) d'autres problèmes.

Et d'abord du dédoublement des racémiques, problème naturel aussi, mais d'une toute autre signification et d'ailleurs résolu par Pasteur ([2]).

Si, ayant mis en jeu a grammes du corps A, ces a grammes devant donner, d'après les compositions de A et de B, b grammes du corps B, on n'obtient effectivement — et quelle que soit la cause présumée de la perte — que b' grammes de ce dernier, il faut envisager cette possibilité que la perte $(b - b')$ soit constituée par le corps B, optiquement pur à la rigueur, et de signe contraire à celui des b' grammes obtenus. Autrement dit, tant que le problème de la synthèse asymétrique ne sera pas résolu, et quelque désir qu'on ait de le résoudre, il faudra toujours envisager une telle opération d'abord comme un dédoublement de racémique (fait connu) et seulement dans le cas où cela est impossible $\left(\text{cette impossibilité étant marquée par les relations précédentes entre } \rho \text{ et } \frac{\alpha}{\alpha_0}\right)$ admettre qu'il y eût effectivement synthèse asymétrique (fait nouveau).

Si les inégalités qui expriment la réalité et la certitude d'une synthèse asymétrique sont satisfaites, cette réalité et cette certitude restent toutefois

([1]) Il s'agit ici, bien entendu, de certitude physique.

([2]) Réalisé par les méthodes de Pasteur et par des variantes de ces méthodes.

conditionnées par la notion de pureté et par suite révisables avec elle, c'est-à-dire avec l'amélioration des méthodes de fractionnement.

Mais elles sont *indépendantes de toute hypothèse*.

Et c'est en cela que nous disons que le problème de la synthèse asymétrique est un problème naturel, son énoncé ne suppose aucune hypothèse, sa solution est exprimable par des relations entre grandeurs accessibles à l'expérience.

Nous ferons allusion, sans insister et seulement pour mieux mettre en relief l'importance de cette dernière remarque, à certaines considérations susceptibles d'obscurcir la notion de synthèse asymétrique. Leur origine est dans la signification même de cette synthèse dont l'importance n'est évidemment pas dans la possibilité de fabrication de substances actives, puisque aussi bien on sait se les procurer par des procédés connus et bien moins (peut-être infiniment moins) incertains. L'important, c'est le transfert d'une « dissymétrie ».

Soit donc une molécule A *de certaine configuration dissymétrique, cette molécule pouvant en fixer une autre* A' *de deux manières différentes, donnant ainsi naissance à deux isomères* AA'_1 *et* AA'_2, *les positions* A'_1 *et* A'_2 *étant symétriques par rapport à un plan de repère de la molécule* A. *Si les deux réactions* $A + A' = AA'_1$ et $A + A' = AA'_2$ *se font avec des rendements différents,* A' *s'est fixé dissymétriquement, la position* A'_1 *par exemple ayant été favorisée.*

En fait, l'expérience donne ceci :

La réaction du corps inactif A' sur le corps actif A donne naissance à un mélange de deux corps AA', ces corps étant formés avec des rendements différents, possédant des pouvoirs rotatoires différents, etc.

Le transfert de dissymétrie n'apparaît qu'à la lumière des hypothèses qui l'établissent : il n'a aucune réalité.

Quoique évidentes, nous n'estimons pas ces réflexions inutiles : elles ramènent à sa pureté primitive, naturelle, le problème de la synthèse asymétrique, en précisant d'une part les conditions qui le différencient du dédoublement des racémiques, en l'expurgeant d'autre part de notions hypothétiques, lesquelles, en l'éloignant du plan expérimental, l'égareraient hors du réel.

L'importance du problème réside, non pas dans la recherche d'une méthode de préparation de corps actifs, non plus dans la satisfaction illusoire que donne une construction imaginaire au jeu des hypothèses, mais bien dans la seule possibilité du transfert d'une dissymétrie. Il consiste en

somme à communiquer à la matière la dissymétrie simple, que ce caractère soit emprunté à une force ou bien à une substance qui déjà le possèdent. Et actuellement, ce caractère est sinon le seul, du moins le seul connu, qui différencie dans leurs résultats les synthèses du laboratoire de celles de la nature vivante : c'est l'un des sceaux apposés sur ses productions, par la vie.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Heptadiine*-1.6 *et nonadiine*-1.8. Note [1] de MM. **Lespieau** et **Journaud**, transmise par M. Moureu.

L'un de nous, poursuivant l'étude des carbures deux fois acétyléniques vrais, et voulant arriver à l'heptadiine-1.6, a cherché à préparer le composé $CH^2 = CBr(CH^2)^3 CBr = CH^2$ en attaquant l'épidibromhydrine par le dérivé magnésien mixte dérivant du bromure $CH^2 = CBr.CH^2.CH^2Br$. On obtient bien ainsi le corps désiré, mais mélangé à son homologue supérieur, celui-ci se produisant abondamment lors de la formation du magnésien. La séparation de ces deux bromures est difficile, en sorte qu'après attaque par la potasse on n'a eu le carbure diacétylénique en C^7 que souillé par la présence de son homologue en C^8, et sa purification aurait exigé de grosses quantités de matière. Cependant on avait pu observer que le carbure en C^7 bouillait aux environs de 110°.

Nous avons pensé qu'on pourrait arriver au même carbure en étendant aux dibromures la méthode que MM. Lebeau et Picon ont utilisée pour arriver aux carbures monoacétyléniques vrais (*Comptes rendus*, 156, 1913, p. 1077). Ils faisaient agir sur l'acétylène monosodé, préparé par la méthode de Moissan, des monohalogénures primaires $C^n H^{2n}$Hal. M. Picon, qui a poursuivi l'application de cette méthode, dès que n a dépassé 2 a fait usage de l'autoclave, la réaction ne se produisant que peu ou pas sous la pression ordinaire. Or il utilisait des iodures, et l'on sait que ceux-ci sont plus actifs que les bromures. Néanmoins avec les bromures de triméthylène et de pentaméthylène, que nous avons employés, la réaction s'est accomplie convenablement sous la pression ordinaire (un peu moins facilement avec le bromure en C^5 qu'avec l'autre). Les principaux corps obtenus dans ces deux réactions ont été l'hepta et le nonadiine qui suivent :

L'heptadiine $CH \equiv C.(CH^2)^3.C \equiv CH$ bout à 111°,5-112°,5, on lui a

[1] Séance du 22 mai 1929.

trouvé à 17°, pour densité 0,8164, et pour indice 1,451. D'où une réfraction moléculaire 30,34, théorie 30,52; poids moléculaire par cryoscopie acétique 96; pourcentage de carbone et d'hydrogène 90,7 et 8,8. Ce corps précipite le chlorure cuivreux ammoniacal, les solutions aqueuses de sublimé, et le nitrate d'argent ammoniacal ou alcoolique. Le précipité formé avec ce dernier réactif correspond à la formule $C^9H^6Ag^2$, $2NO^3Ag$, car il renfermait 65,93 pour 100 d'argent. Ce précipité attaqué par une solution d'iode iodurée a fourni le composé hexaiodé $(CI^2 = CI)^2(CH^2)^3$, qui recristallisé par évaporation de sa solution benzénique a fondu à 75°,5-76°,5. On y a trouvé 89,43 pour 100 d'iode. La production d'un composé tétraargentique et celle d'un dérivé hexaiodé établissent bien que le carbure primitif était deux fois acétylénique vrai.

Le nonadiine $CH \equiv C.(CH^2)^5.C \equiv CH$, bout à 55°-55°,5 sous 13mm, et fond à — 21°. On lui a trouvé à 21° pour densité 0,8159, et pour indice 1,452, d'où une réfraction moléculaire 39,69, théorie 39,75; poids moléculaire cryoscopique 123; pourcentage de carbone et d'hydrogène 89,21 et 10,23. Le précipité qu'il a donné avec le nitrate d'argent alcoolique renfermait 64,71 pour 100 d'argent. Comme dans le cas du carbure précédent cela indique la substitution de deux atomes d'argent à deux atomes d'hydrogène et l'addition de deux molécules de nitrate d'argent. On a fait aussi le dérivé hexaiodé $(CI^2 = CI)^2(CH^2)^5$, qui fond à 107°-108°, et dans lequel on a trouvé 86,26 pour 100 d'iode.

On n'avait dans ces réactions employé que la quantité de sodium théorique. Peut-être vaudrait-il mieux en utiliser un peu plus, car il restait du dibromure inaltéré (que l'on élimine par l'action d'un peu de sodammonium). Mais cela n'est pas certain car il se fait aussi dans ces réactions, des corps à points d'ébullition élevés supérieurs à 200° sous 15mm par exemple, ces corps étant toujours acétyléniques vrais, et il est vraisemblable qu'ils sont dus à la formation de dérivés sodés des hydrocarbures plus simples décrits ci-dessus.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Réduction de l'éther diphénylglycidique au moyen du sodium et de l'alcool absolu.* Note (1) de Mme **Pierre Billon-Bardon**, présentée par M. G. Urbain.

Nous avons étudié (2) l'action des dérivés organomagnésiens sur les éthers glycidiques. En particulier, en faisant agir l'iodure de méthyl- et le bromure de phényl magnésium, en excès, sur l'éther diphénylglycidique, nous avons obtenu, dans le premier cas, l'α-oxy-ββ-diphénylbutanoate d'éthyle et, dans le deuxième cas, il s'est formé en grande partie un éther-alcool α ou β dont nous poursuivons l'étude. Dans ces deux cas, les magnésiens, qui sont des réactifs de la fonction oxyde d'éthylène et de la fonction éther-sel, ont réagi électivement sur la fonction oxyde d'éthylène.

Dans la présente Note, nous exposerons l'action du sodium et de l'alcool absolu sur l'éther diphénylglycidique.

Le réducteur agissant à la fois sur la fonction éther-sel et sur la fonction oxyde d'éthylène, nous pouvions obtenir l'un ou l'autre des glycols

$$\begin{matrix} C^6H^5 \\ C^6H^5 \end{matrix}\!\!>\!CH - \underset{|}{\overset{}{CH}}\!\!\!\underset{OH}{} - CH^2OH \quad \text{ou} \quad \begin{matrix} C^6H^5 \\ C^6H^6 \end{matrix}\!\!>\!\underset{OH}{\underset{|}{C}} - CH^2 - CH^2OH$$

suivant que la coupure de la liaison oxyde d'éthylène se fait en β ou en α par rapport au carboxyle.

Si, au contraire, le réactif n'agit que sur la fonction oxyde d'éthylène, nous devions obtenir l'un des deux éthers-alcools

$$(C^6H^5)^2CH - CH(OH) - CO^2C^2H^5 \quad \text{ou} \quad (C^6H^5)^2C(OH) - CH^2 - CO^2C^2H^5.$$

Afin d'obtenir le glycol, nous avons employé 18 atomes de sodium pour réduire une molécule d'éther glycidique. Les produits de la réaction ont été repris par l'eau et l'éther, après élimination de l'alcool.

La solution aqueuse, acidifiée, a laissé déposer un acide peu soluble dans l'éther, soluble dans l'eau chaude et fondant après recristallisation à 159°.

Les analyses, le point de fusion, les propriétés physiques de ce corps, nous ont permis de l'identifier avec l'acide diphényllactique

$$(C^6H^5)^2CH - CHOH - CO^2H$$

---

(1) Séance du 22 mai 1929.

(2) Mlle Bardon et Mme Ramart, *Comptes rendus*, 183, 1926, p. 214.

signalé par Weise (*Annales de Liebig*), qui l'a préparé difficilement et avec un très mauvais rendement. Nous avons, au contraire, obtenu cet acide rapidement et avec un rendement d'environ 60 pour 100, à notre premier essai.

Dans la solution éthérée, provenant de la réduction, nous avons trouvé du diphényléthane et une très petite quantité d'un produit distillant de 180° à 215° sous une pression de 15^{mm} de mercure et que nous n'avons pu faire cristalliser.

Comme l'iodure de méthyl- et le bromure de phénylmagnésium, le sodium et l'alcool ont réagi sélectivement sur la fonction oxyde d'éthylène de l'éther diphénylglycidique.

Nous pouvons expliquer l'inertie du groupe — $CO^2C^2H^5$ de la façon suivante :

La condensation avec les magnésiens comme la fixation de l'hydrogène se fait tout d'abord sur la fonction éther-oxyde

$$(C^6H^5)^2{=}\underset{\diagdown\,O\,\diagup}{C}-CHCO^2C^2H^5 + RMgX \rightarrow (C^6H^5)^2\underset{\diagup R}{C}-\underset{|\,OMgX}{CH}CO^2C^2H^5$$

$$(C^6H^5)^2{=}\underset{\diagdown\,O\,\diagup}{C}-CHCO^2C^2H^5 + H\left(\begin{smallmatrix}\text{en présence d'alco-}\\ \text{late de sodium}\end{smallmatrix}\right) \rightarrow (C^6H^5)^2-\underset{\diagup H}{C}{=}\underset{|\,ONa}{CH}-CO^2C^2H^5.$$

La présence des groupes — OMgX et — ONa en position α par rapport à $-CO^2C^2H^5$, imprime à ce dernier une inertie telle que ses propriétés vis-à-vis des magnésiens et des réducteurs sont très atténuées et dans certains cas presque annulées.

Nous nous proposons de poursuivre cette étude en faisant agir parallèlement les organomagnésiens et le sodium et l'alcool sur différents éthers glycidiques.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la tautomérie des dicétones α. Étude des états d'équilibre*. Note [1] de M. **Henri Moureu**, présentée par M. C. Matignon.

Les phénomènes de tautomérie résultent de l'isomérisation réversible d'une substance (dite tautomérique), au contact de dissolvants ou de catalyseurs. On a pu, maintes fois, mettre en évidence l'existence d'un état

---

(1) Séance du 22 mai 1929.

d'équilibre entre les formes issues de cette interconversion, et rendre compte ainsi du dualisme de propriétés qui caractérise une substance tautomérique. Il est, par contre, exceptionnel, d'avoir pu explorer la réversibilité de l'équilibre en partant de chacun des termes extrêmes, faute d'avoir réussi, le plus souvent, à isoler les constituants de cet équilibre.

J'ai obtenu précédemment [1] diverses dicétones α sous deux formes tautomériques pures, A et B, transformables, à volonté, l'une dans l'autre. Il m'a donc paru intéressant de rechercher si l'on aboutissait au même état d'équilibre, quel que soit celui des deux isomères dont on part. C'est en effet ce que j'ai observé.

Chauffons l'isomère B, par exemple, à une température donnée [2], et suivons la transformation au moyen d'une constante physique telle que l'indice de réfraction : on constate que l'indice de réfraction du produit augmente régulièrement, jusqu'à ce qu'il ait atteint une valeur donnée et fixe pour la température envisagée. Inversement, en partant de la forme A, l'indice de réfraction diminue progressivement, donc en se rapprochant de celui de B, puis se fixe à son tour en un point toujours très voisin de celui obtenu à partir de l'isomère B : on a donc bien, dans les deux cas, atteint le même état d'équilibre.

Pour le méthylbenzylglyoxal, $C^6H^5-CH^2-CO-CO-CH^3$, par exemple, l'indice de réfraction [3] du mélange en équilibre à 80° (température à laquelle l'écart observé entre les deux séries de mesures a été le plus élevé) est 1,592 à partir de A, 1,595 à partir de B, alors que les indices de réfraction des isomères A et B purs, très différents l'un de l'autre, sont respectivement 1,627 (calculé) et 1,519 (mesuré).

De l'indice de réfraction du mélange on peut déduire sa composition à l'équilibre. La courbe ci-dessus résume les résultats quantitatifs obtenus, pour le méthylbenzylglyoxal, à diverses températures d'équilibre, à partir de chacun des deux isomères.

La présence d'un catalyseur est toujours nécessaire pour écourter la durée d'établissement de l'équilibre. L'alcalinité des parois de verre suffit parfois, sinon on ajoute une très petite quantité de pipéridine, que l'on met ensuite

---

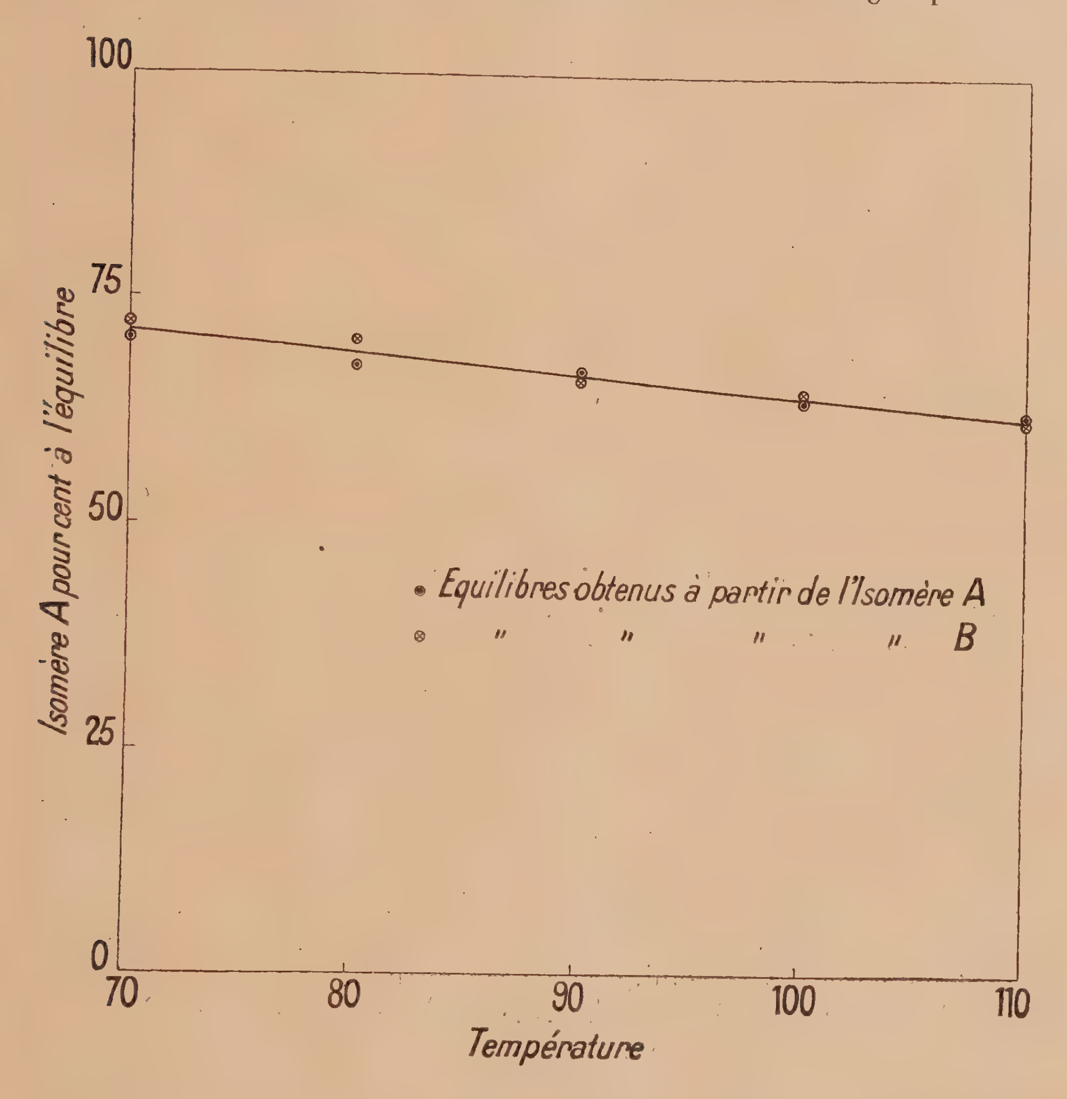
(1) H. Moureu, *Comptes rendus*, **186**, 1928, p. 380 et 503; **188**, 1929, p. 504.

(2) Telle qu'aucun des constituants du mélange qui en résulte ne se sépare, ni par distillation, ni par cristallisation.

(3) Tous les indices de réfraction sont ramenés à la température de 16°, et donnés par rapport à la raie D.

hors de cause par addition d'une trace d'acide oxalique : ce qui suffit à stabiliser le système pendant le refroidissement et la détermination de l'indice de réfraction.

Les états d'équilibre ont été étudiés d'une manière analogue pour le



phénylbenzylglyoxal, $C^6H^5 - CH^2 - CO - CO - C^6H^5$: à l'inverse de ce que l'on observe pour le méthylbenzylglyoxal, l'équilibre est ici fortement déplacé en faveur de l'isomère B.

La concordance, à l'équilibre, des deux transformations de sens inverse,

est surprenante, eu égard à l'importance de la masse qui subit l'isomérisation (plus de 70 pour 100, par exemple, dans le cas de B, à 70°, pour le méthylbenzylglyoxal, et dans le cas de A, à 100°, pour le phénylbenzylglyoxal), et à la brutalité de la réaction, qui a lieu en quelques instants.

Rien ne saurait mieux faire ressortir la netteté des transformations tautomériques chez les dicétones α.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la bromuration de l'acide aminophénylarsinique* 1.4. Note [1] de MM. **A. Leulier** et **Y. Dreyfuss**, présentée par M. A. Desgrez.

La bromuration de l'acide aminophénylarsinique a été tentée par Bertheim [2] qui utilisa soit le brome en solution acétique, soit l'hypobromite de sodium. Dans le premier cas, il obtient le dérivé monobromé, et, dans le second, le composé disubstitué, accompagné de la tribromoaniline. Les rendements obtenus par cet auteur sont de 45 pour 100 environ, calculés d'après la proportion de brome mise en œuvre.

Il nous a paru possible d'améliorer ces rendements en appliquant la méthode d'halogénation préconisée par l'un de nous [3] pour différents corps cycliques ou hétérocycliques. La chloruration ou la bromuration sont obtenues par action de l'hydracide correspondant et de l'eau oxygénée sur la substance, en solution ou en suspension.

La mise en œuvre d'acide bromhydrique et d'eau oxygénée convenablement dilués nous a permis de préparer, avec d'excellents rendements, les dérivés mono et dibromés de l'acide arsanilique et la tribromoaniline 2.4.6.

A. *Dérivé monobromé.* — On dissout 3^g d'atoxyl dans 10^{cm^3} d'eau distillée. On ajoute 3^{cm^3} d'acide bromhydrique à 48 pour 100. Un précipité d'acide arsanilique se forme, puis se redissout. Ajouter alors, goutte à goutte et en agitant, 2^{cm^3} d'eau oxygénée à 100 volumes. Après 24 heures, le précipité formé est recueilli, lavé à l'eau distillée, jusqu'à neutralité des eaux de lavage et séché dans le vide. Le poids du produit brut et sec s'est élevé à $2^g,80$. Le rendement se rapproche du chiffre théorique calculé

(1) Séance du 22 mai 1929.

(2) *Ber. Chem. Gesell.*, **43**, 1910, p. 529.

(3) Leulier, *Thèse, Lyon*, 1923; *Bull. de la Soc. chim.*, **35**, 1924, p. 1325; **39**, 1927, p. 29; **41**, 1927, p. 1362; *Journal Pharm. et Chim.*, 8e série, **8**, 1928, p. 57.

pour un dérivé monohalogéné. C'est bien ce corps que nous avons obtenu comme le démontre l'analyse.

a. Dosage du brome (méthode de Baubigny et Chavanne).

	Matière.	Br.	Br %.
1	0,1992	0,0544	27,3
2	0,226	0,0627	27,7
3	0,155	0,0427	27,52

Calculé pour $C^6H^3 - Br - NH^2 - AsO^3H^2 = 27,02$.

b. Dosage de l'arsenic (destruction sulfoperchlorique et méthode de Fleury).

	Matière.	As.	As %.
1	0,1884	0,0459	24,3
2	0,203	0,058	25,03

Calculé pour $C^6H^3 - Br - NH^2 - AsO^3H^2 = 25,33$.

Le corps obtenu est en aiguilles d'un blanc rose, peu soluble dans l'eau, et ne fond pas à 255°.

B. *Dérivé dibromé.* — Le meilleur rendement a été obtenu avec le mélange suivant : atoxyl 3^g, eau oxygénée à 10 volumes 25$^{cm^3}$, acide bromhydrique à 92 pour 100 10$^{cm^3}$. L'eau oxygénée obtenue par dilution convenable du perhydrol a servi de solvant à l'atoxyl et la solution a été additionnée peu à peu de la quantité d'acide bromhydrique. Après 24 heures, on a recueilli, après dilution du mélange jauni par un excès de brome, un précipité cristallisé qui, lavé et séché, pesait 3^g,05. Le rendement calculé en dérivé dibromé s'élevait donc à 83 pour 100. C'est bien un dérivé dibromé pur de premier jet que nous avions obtenu, comme l'a démontré l'analyse.

a. Dosage du brome (même méthode).

	Matière.	Br.	Br %.
1	0,180	0,0796	42,25
2	0,20	0,084	42

Calculé pour $C^6H^2Br^2NH^2AsO^3H^2 = 42,66$.

b. Dosage de l'arsenic (même méthode).

	Matière.	As.	As %.
1	0,1878	0,0393	20,96
2	0,171	0.0356	20,83
3	0,2522	0,0506	20,07

Calculé pour $C^6H^2Br^2.NH^2.AsO^3H^2 = 20$.

C. *Tribromoaniline*. — Si l'on traite l'atoxyl par un excès d'acide bromhydrique et d'eau oxygénée à 50^{vol}, la molécule perd tout son arsenic et l'on aboutit à la tribromoaniline. C'est ce que nous avons réalisé en mélangeant d'abord 3^g d'atoxyl, 10^g d'acide bromhydrique, 20^{cm^3} d'eau oxygénée au dixième et en ajoutant ensuite 6^{cm^3} d'eau oxygénée à 50^{vol}. Le précipité blanc cristallin recueilli, lavé et séché pesait $3^g,32$ et ne renfermait plus d'arsenic. Il a donné les chiffres suivants à l'analyse :

Dosage du brome.

	Matière.	Br.	Br %.
1	0,2098	0,148	70,5
2	0,198	0,1408	71,1

Calculé pour 100 de $C^6H^2Br^3NH^2 = 72,7$.

Comme le corps isolé fondait à $+119°$, au bloc de Maquenne, il nous a été possible de l'identifier avec la 2.4.6-tribromoaniline.

En résumé, suivant les proportions de réactifs utilisés, la méthode proposée permet de préparer, à partir de l'atoxyl, soit un dérivé monobromé, soit un dibromé, soit, enfin, un tribromoaniline, et cela avec d'excellents rendements.

CHIMIE ORGANIQUE ET BIOLOGIQUE. — *Analyse quantitative biochimique de l'allantoïne en présence de l'urée* (¹). Note (²) de MM. **R. Fosse**, **A. Brunel** et **P. De Graeve**, présentée par M. E. Roux.

1. Le dosage de l'allantoïne se ramène au dosage de l'urée produite par l'action successive des alcalis et des acides sur cet uréide. L'allantoate de potassium, formé d'abord

$$\begin{matrix} NH^2.CO.NH-CH-NH \\ \quad\quad\quad\quad\; CO-NH \end{matrix}\!\!\!>CO + KOH = \begin{matrix} NH^2.CO.NH-CH-NH.CO.NH^2 \\ | \\ COOK \end{matrix}$$

se scinde, ensuite, en ses composants, urée et acide glyoxylique

$$(NH^2.CO.NH)^2CH.COOK + HCl + 2H^2O$$
$$= 2NH^2.CO.NH^2 + COOH.CH(OH)^2 + KCl.$$

En titrant ainsi des solutions d'allantoïne *pure*, on trouve des chiffres fort approchés (R. Fosse et V. Bossuyt).

(¹) *Comptes rendus*, 186, 1929, p. 106, 426 et 1067.

(²) Séance du 22 mai 1929.

2. La méthode ne peut être appliquée, sans modifications préalables, aux milieux biologiques contenant : urée, uréides, guanéides, protides. Il faut, dans ces conditions, tenir compte de l'urée préformée, détruite ou engendrée par l'action des alcalis sur ces substances, et, par conséquent, trouver un procédé approprié pour la doser.

3. Remplace-t-on l'action des alcalis par celle du *Soja hispida*, toutes les difficultés signalées disparaissent. Deux fermentations simultanées se déclarent : l'uréase détruit l'urée; l'allantoïnase transforme l'allantoïne en acide allantoïque.

L'urée, dont la présence rend la méthode de dosage de l'allantoïne par hydrolyse alcaline presque impraticable, exerce, au contraire, une influence favorable sur le milieu de fermentation. Grâce à elle, l'uréase crée l'alcalinité qu'exige l'allantoïne pour passer intégralement à l'état d'acide allantoïque.

4. *Transformation totale de l'allantoïne en acide allantoïque par l'action du* Soja hispida, *en présence de carbonate d'ammonium.* — Maintenir au bain d'eau, 5 à 6 heures à 60° ou 10 heures à 40°, une solution d'allantoïne de titre égal ou inférieur à 1^g par litre, en présence de cette semence récemment broyée (1 pour 100), de sous-carbonate d'ammonium (1 pour 100) et de chloroforme. Mesurer 5^{cm^3} de liquide filtré, neutraliser en présence d'hélianthine, ajouter HCl normal pour obtenir le titre N/20, chauffer 30 minutes à 60°, alcaliniser par la soude et déféquer par l'iodomercurate acétique. Recevoir filtrat et eaux de lavage dans une éprouvette graduée, ajouter au liquide (10^{cm^3} environ) deux fois son volume d'acide acétique et du xanthydrol méthylique, $\frac{1}{20}$ du volume total. Durée de condensation : 4 heures. Poids d'allantoïne en fonction de la xanthylurée : $0^g,188\ UX^2$.

Durée de fermentation.	Température.	Volume dosé.	Xanthylurée.	Allantoïne par litre. Théorie.	Trouvée.	Erreur pour 100.
heures	° °	cm³	g	g	g	
6	60-62	5	0,02731	1,022	1,027	+0,48
»	»	»	0,02725	»	1,025	+0,29
»	»	»	0,02725	»	1,025	+0,29
»	»	»	0,02714	»	1,020	—0,19
»	»	»	0,02723	»	1,024	+0,19
»	»	»	0,02723	»	1,024	+0,19
»	»	»	0,02730	»	1,026	+0,39
»	»	»	0,02733	»	1,028	+0,58

Durée de fermentation.	Température.	Volume dosé.	Xanthylurée.	Allantoïne par litre. Théorie.	Allantoïne par litre. Trouvée.	Erreur pour 100.
heures	o o	cm³	g	g	g	
»	»	»	0,02740	»	1,030	+0,78
»	»	»	0,02731	»	1,027	+0,48
»	»	»	0,02719	»	1,022	0
»	»	»	0,02713	»	1,020	−0,19
»	»	»	0,02721	»	1,023	+0,09
»	»	»	0,02730	»	1,026	+0,39
»	»	»	0,02733	»	1,028	+0,58
»	»	»	0,02725	»	1,025	+0,29
»	»	»	0,02735	»	1,028	+0,58
12	»	»	0,01362	0,516	0,511	−0,96
»	»	»	0,01370	»	0,515	+0,19
»	40-42	»	0,01377	»	0,518	+0,38
»	»	»	0,01373	»	0,516	0
»	»	»	0,01375	»	0,517	+0,19
10	40-42	10	0,01440	0,2692	0,2707	+0,49
»	»	»	0,01440	»	0,2707	+0,49
»	»	»	0,01443	»	0,2713	+0,79
»	»	»	0,01441	»	0,2709	+0,64

5. *Transformation totale de l'allantoïne en acide allantoïque en présence de l'urée.* — Après avoir substitué l'urée (1 pour 100) au carbonate d'ammonium, on opère exactement comme dans les précédentes expériences.

Durée de fermentation.	Température.	Volume dosé.	Xanthylurée.	Allantoïne par litre. Théorie.	Allantoïne par litre. Trouvée.	Erreur pour 100.
heures	o o	cm³	g	g	g	
10	40-42	5	0,02721	1,022	1,023	+0,09
»	»	»	0,02725	»	1,025	+0,29
»	»	»	0,02724	»	1,024	+0,19
»	»	»	0,02720	»	1,023	+0,09
»	»	»	0,02722	»	1,024	+0,09
10	40-42	»	0,01398	0,530	0,526	−0,7
»	»	»	0,01402	»	0,527	−0,56
»	»	»	0,01410	»	0,530	0
»	»	»	0,01408	»	0,529	−0,18
6	60-62	10	0,01437	0,2692	0,2702	+0,37
»	»	»	0,01439	»	0,2705	+0,49
»	»	»	0,01445	»	0,2717	+0,91
»	»	»	0,01440	»	0,2707	+0,49

6. Il est donc possible de doser avec précision l'allantoïne, en présence de l'urée grâce à la collaboration de deux ferments appartenant à la même graine : l'*uréase*, depuis longtemps connue et l'*allantoïnase*, que deux d'entre nous ont découverte dans de nombreux végétaux.

MINÉRALOGIE. — *Sur l'existence de l'agate et du spath d'Islande dans l'archipel de Kerguelen.* Note de M. **Edgar Aubert de la Rüe**, présentée par M. Pierre Termier.

Lors d'un voyage d'exploration que je viens d'effectuer pendant l'été austral 1928-1929 aux îles Kerguelen, j'ai pu constater que la constitution géologique de ces terres australes était beaucoup plus complexe qu'on ne le supposait jusqu'à présent.

L'étude des matériaux que je rapporte me permettra d'établir prochainement, je l'espère, une esquisse géologique de cet archipel.

Je me bornerai ici à signaler parmi les nombreux minéraux des îles Kerguelen deux espèces qui présentent à mon avis un réel intérêt. Il s'agit de l'agate et du spath d'Islande.

On sait qu'une grande partie de cet archipel est constituée par d'immenses coulées basaltiques tabulaires. Ces roches fréquemment altérées sont souvent riches en zéolites et en produits siliceux qui ont été décrits autrefois par M. A. Lacroix [1]. Les minéraux que l'on connaissait n'offraient qu'un intérêt purement minéralogique, tandis que les agates dont je viens de découvrir plusieurs gisements ont, elles, une réelle valeur économique.

Tous ces gisements d'agate sont en relation avec des basaltes. Le plus intéressant est celui de Port-Mary sur la côte est de l'île Foch. Les gradins basaltiques qui entourent cette baie et qui s'élèvent jusqu'à 500^{m} d'altitude, sont en de nombreux points recouverts par des milliers d'agates. Une partie de ces agates gisent à la surface du sol, exemptes de gangue, tandis que d'autres sont encore en partie implantées dans le basalte. Ces agates, dont le poids atteint généralement plusieurs kilogrammes affectent le plus souvent une forme ovoïde. Elles sont remarquablement zonées. Les teintes qui dominent sont le blanc, le gris, le jaune et le rouge. L'intérieur de certaines

---

[1] A. Lacroix, *Les zéolites et les produits siliceux des basaltes de l'archipel de Kerguelen* (*Bull. Soc. Fr. Minéralogie*, 38, 1915, p. 134).

de ces agates est occupé par des géodes de quartz incolore et beaucoup plus rarement par de l'améthyste, mais toujours d'un violet pâle.

Un autre gisement intéressant est celui qui s'étend sur la rive est de l'Anse du Jardin dans le nord de l'archipel. Là également, j'ai recueilli de fort belles agates pesant plusieurs kilogrammes.

Dans la partie centrale de l'île principale, je peux également signaler quelques gisements de moindre importance. Ce sont ceux de la Pointe Pigeon, de la presqu'île Bouquet de la Grye et de la rive sud de la baie Irlandaise.

Sur la côte ouest, les galets de certaines plages, principalement à l'entrée de Port du Tonnerre, sont constitués en grande partie par des agates roulées grises ou bleuâtres, accompagnés de nombreux galets de jaspe vert.

Dans le sud de l'archipel enfin, j'ai recueilli des agates, mais de moindre dimension que celles des gisements du nord. Les points les plus intéressants sont les hauteurs qui dominent la rive ouest de la baie de Swains. Ici, l'agate est parfois accompagnée par de l'opale résinite ou de la calcédoine bleue.

La présence du spath d'Islande me semble également intéressante à signaler. Bien que je n'aie pas encore découvert aux îles Kerguelen de gisement comparable à ceux d'Islande, j'ai tout de même pu recueillir en différents endroits des fragments de ce minéral assez volumineux et d'une limpidité parfaite. Ils provenaient des veines au milieu des basaltes décomposés de la pointe Pigeon d'une part et des rives du lac Dasté dans la presqu'île Jeanne-d'Arc d'autre part.

Si la plupart des roches éruptives ou volcaniques connues sont représentées aux îles Kerguelen, il semble pourtant que seuls les basaltes renferment, du moins dans l'état de nos connaissances actuelles, des gisements minéraux offrant un intérêt pratique. Je viens en effet de montrer que l'agate et le spath Islande sont toujours en relation avec des roches basaltiques. Il n'est peut-être pas sans intérêt de rappeler que les nombreuses couches de lignite connues dans le nord des îles Kerguelen sont, elles aussi, toujours comprises entre des coulées de basalte.

GÉOLOGIE. — *L'Acadien de l'antiatlas marocain.* Note ([1]) de MM. **Jacques Bourcart** et **Guy Le Villain**, présentée par M. Pierre Termier.

Dans une précédente Note ([2]), nous avons signalé que l'ensemble des terrains qui forment la bordure méridionale du Sous, provisoirement attribués par Louis Gentil ([3]), à la suite de son voyage de 1923, au Dévonien, devaient être considérés comme cambriens. Très récemment M. Louis Neltner signalait beaucoup plus à l'Est, à hauteur de Taroudant, des *Archéocyathidés* au Tizi n Ouichedenne et à Tiout ([4]). Notre confrère émet en conséquence l'hypothèse que tout l'antiatlas doit être considéré comme cambrien.

A la suite de cette découverte, nous avons repris l'étude des matériaux rapportés par Louis Gentil de sa première traversée de l'antiatlas. A Tiout, notre regretté Maître avait recueilli des schistes calcaires verdâtres, pétris de petits Trilobites et de Brachiopodes qui, jusqu'à présent, n'avaient pu être déterminés. Ces schistes, que Louis Gentil considérait comme dévoniens, alternent avec des calcaires d'un bleu noir, absolument analogues à ceux de Tiznit, et qui ne contiennent que des organismes que l'on peut rapprocher des *Syringocnema* Taylor. C'est au sommet de cette série, dans les calcaires, que L. Neltner a trouvé des Archéocyathidés. Par comparaison avec le gisement qu'il découvrit dans le Haut Atlas, il attribue ce niveau au Cambrien moyen.

Les Trilobites qui recouvrent les plaquettes de schistes calcaires appartiennent au genre *Conocephalites* Barr. Ils montrent une tête en demi-cercle, une glabelle en cône avec trois sillons latéraux, séparés du sillon occipital très net. Les yeux sont saillants; la rainure du limbe est large et plate et présente un bourrelet. Ce Trilobite est très voisin des *Conocephalites* de l'Acadien inférieur de la Montagne Noire. (Les *Conocephalites* ne dépassent pas l'Ordovicien.)

([1]) Séance du 22 mai 1929.

([2]) *Comptes rendus*, **187**, 1928, p. 1066-1068.

([3]) Louis Gentil, *Voyage d'exploration dans l'Atlas marocain*, 1923; in-16 : *Publications du Comité de l'Afrique française*, Paris, 1923, *passim*.

([4]) L. Neltner, *Sur l'extension du Cambrien dans le Sud marocain et la présence dans cette région de plissements précambriens* (*Comptes rendus*, **188**, 1929, p. 871-873).

Les Trilobites sont accompagnés de petits Brachiopodes de 8 à 10^{mm}, presque circulaires, dont on distingue nettement les stries d'accroissement. Quelques coquilles sont légèrement coniques et présentent un petit orifice au sommet. On observe un petit crochet à la partie antérieure. Ils nous paraissent devoir être rangés dans le genre *Acrothele* Linnarson (Cambrien).

Nous pensons donc pouvoir apporter à notre confrère cette confirmation à sa très belle découverte, que la base de la série où il a trouvé des Archéocyathidés est géorgienne ou acadienne.

GÉOLOGIE. — *Sur le domaine moldanubien du rameau varisque (chaîne hercynienne).* Note [1] de M. A. **Demay**, présentée par M. Pierre Termier.

Le rameau varisque de la chaîne hercynienne comprend à partir de l'avant-pays septentrional des plis sédimentaires déversés ou charriés vers le Nord-Ouest (plis rhénans et thuringiens), des nappes cristallophylliennes (Erzgebirge, lambeau de Münchberg, etc.) qui ont cheminé dans le même sens, puis le Cristallophyllien et le Cristallin moldanubiens, qui pour M. Fr. Ed. Suess constituent, avec le Paléozoïque barrandien, une masse rigide charriée vers le Sud-Est, enfin au-dessous de celle-ci et plus à l'Est, les nappes moravo-silésiennes (gneiss, phyllades, calcaires) et les plis sédimentaires silésiens. Les recherches que j'ai poursuivies en Bohême et Moravie l'été dernier me permettent de présenter des observations nouvelles sur la structure du domaine moldanubien. Je distingue dans ce domaine plusieurs zones : 1° panneau barrandien (Paléozoïque discordant sur le Précambrien avec granodiorites intrusives; 2° zone isoclinale tchéco-morave (gneiss et granite); 3° anticlinal tchéco-morave et massif granitique principal de la Bohême; 4° zone synclinale de Jihlava; 5° massif granitique de Velka-Mežiriči et plis aigus de sa bordure septentrionale; 6° nappes du dôme de Swratka et de la Sazava supérieure; 7° plis déversés sur les nappes moraves.

Dans la première zone, les plis hercyniens sont des plis de couverture, larges, symétriques, accidentés par des failles inverses (Rad. Kettner) qui traduisent une poussée vers le Nord-Ouest sur le bord nord-ouest, vers le Sud-Est sur le bord sud-est. L'opposition du Précambrien et du Paléo-

[1] Séance du 22 mai 1929.

zoïque normaux ou faiblement métamorphisés, et des gneiss de la seconde zone est d'origine tectonique. Dans la vallée de la Sazava entre Sazava et Samechov, j'ai observé avec M. Zelenka l'écrasement du Précambrien (schistes et roches vertes du type de Jilové) au contact des éléments tchéco-moraves (gneiss compact et granite à biotite et amphibole). Les pendages me semblent indiquer ici une poussée du panneau barrandien sur la zone tchéco-morave. En tout cas dans toute cette zone la structure isoclinale est accusée d'une part par les pendages qui sont presque toujours vers l'Ouest ou le Nord-Ouest, d'autre part par la poussée du granite à biotite et amphibole et des gneiss granitoïdes associés sur les gneiss fissiles (Schiefergneis), termes initialement plus hauts. Près de la ville de Tabor, j'ai suivi ainsi sur 7 ou 8^{km} un contact mécanique indiscutable entre la syénite de Tabor et les gneiss sous-jacents.

Dans une course ultérieure faite plus au Nord avec M. Zelenka, j'ai observé près de Votice le laminage du granite porphyroïde à biotite parfois gneissique et des gneiss feuilletés qu'il chevauche. De même au sud de Tabor, dans la belle coupe de la Vltava entre Krestovice et Tyn, je vois un ensemble complexe de granite, de gneiss granitoïde et de gneiss d'injection fortement déformés qui chevauchent les gneiss feuilletés de Tyn. Dans cet ensemble isoclinal tchéco-morave existent des surfaces de glissement plus ou moins importantes, accusées près de Miltschin par des discordances (Zelenka). A une échelle réduite, j'ai observé moi-même bien plus à l'Est, près de la gare de Pacov, des surfaces de glissement et des crochons qui accusent dans des gneiss peu inclinés une poussée dirigée du Nord-Ouest vers le Sud-Est. Enfin, à la base de cet ensemble, les micaschistes de la région de Kaplice que M. Zelenka considère comme des diaphtorites (gneiss laminés) représentent pour moi un terme élevé du Cristallophyllien renversé sous les gneiss feuilletés et poussé sur les gneiss granitoïdes du flanc ouest de l'anticlinal tchécomorave avec écrasement au contact. La troisième zone, essentiellement granitique, ne correspond pas seulement à un phénomène intrusif, mais constitue un anticlinal bien accusé par la plongée symétrique de gneiss compacts à cordierite ou de gneiss granitoïdes sur les deux flancs. Le granite à deux micas de Nemecky Brod et de Jihlava est certainement postérieur au plissement, mais un granite à amphibole plus ancien, quoique intrusif lui aussi, me semble bien jouer le rôle d'une véritable clef de voûte.

Les gneiss feuilletés avec quartzites, marbres, amphibolites, de la quatrième zone constituent un synclinal complexe de plis aigus déversés vers

l'Ouest, mais presque verticaux, entre l'anticlinal tchécomorave et le massif granitique de Velka-Mežiriĉi. Cette structure correspond sans doute axialement au synclinal de Gross-Sieghartś que prolonge jusqu'au Danube le synclinal de Gföhl. J'ai observé la trace de mouvements tangentiels peut-être antérieurs au serrage de la zone, par exemple près de Cichany sur la Iglawa, une lentille de marbre entre deux séries de gneiss granitoïde faiblement inclinées et écrasées au contact et des zones mylonitiques répétées à l'ouest de Kamenice. En tout cas, plus au Sud en Autriche, le synclinal, d'après les observations de M. Waldmann et de M. Kölbl, semble bien être un synclinal de nappes (charriage probable des gneiss catamétamorphiques de Gross-Siegharts et de Gföhl sur des gneiss feuilletés). A l'Est du synclinal de Jihlava, la cinquième zone comprend le granite à amphibole de Velka-Mežiriĉi et plus au Nord des gneiss compacts plissés à plis aigus. J'ai constaté à la bordure ouest du massif près de Trebic et à la bordure nord près de Velkal-Mežiriĉi le redressement et le laminage du gneiss granitoïde et d'un gneiss à grands cristaux d'amphibole certainement lié au granite. Les observations que j'ai faites à la bordure est sont encore plus caractéristiques. Près de Jassenitz, le granite et du gneiss granitoïde laminé chevauchent nettement les gneiss feuilletés. Près de Kattow, au nord de Gr. Bittesch, le granite à amphibole transformé à sa base en une puissante masse de mylonite chloriteuse repose sur des micaschistes laminés, charriés eux-mêmes sur le gneiss de Bittesch des nappes moraves. Plus au Nord le granite et le gneiss granitoïde de Na-Miŝkovci faiblement incliné vers l'Ouest s'écrasent directement sur le gneiss de Bittesch. La « Bittescher-dislokation » n'est donc pas une faille ni un accident longitudinal, mais un véritable charriage qui coïncide avec le charriage moldanubien ou lui est du moins étroitement lié. L'écrasement du granite démontre alors d'une manière décisive que le charriage moldanubien est postérieur au granite à amphibole de Velka-Mežiriĉi et sans doute aussi au granite de même type de l'anticlinal tchécomorave.

MYCOLOGIE. — *Sur la présence de certains champignons thermophiles dans le fumier et les matières organiques en décomposition*. Note (¹) de M. **A. Perrier**, présentée par M. M. Molliard.

Les matières végétales entassées à l'état humide sont le siège de phénomènes de fermentations énergiques qui se manifestent en particulier par

(1) Séance du 22 mai 1929.

une élévation considérable de la température. Expériences anciennes de Dehérain et de Schlœsing ([1]) ont montré que dans les fermentations du fumier de ferme par exemple, la température des couches supérieures, où l'air circule librement, peut atteindre 70° et même 80° C. Les résultats obtenus par Schlœsing en particulier lui ont permis de conclure que dans ces conditions, les êtres vivants peuvent manifester leur action jusqu'à une température de 72°, 5 C. Depuis, de nombreux expérimentateurs ont signalé l'existence dans le fumier de ferme d'un grand nombre de microbes thermophiles; de leurs recherches, on peut conclure que, pendant les fermentations complexes qui interviennent dans sa fabrication la densité des thermophiles augmente considérablement.

L'attention des bactériologistes a été presque entièrement absorbée par l'étude des espèces microbiennes; les documents bibliographiques que la science possède sur les champignons qui vivent dans ces conditions sont beaucoup plus rares. Toutefois, les importants travaux de Brefeld ([2]) sur les espèces appartenant au genre Coprin nous ont appris que leur température optima varie entre 35° et 40° C; ceux de Lichtheim que les meilleures conditions de culture de l'*Aspergillus fumigatus* sont comprises entre les températures de 37° et 40° C. Cohn a indiqué également que pendant la fabrication du malt, si on laisse la température du tas d'orge en germination s'élever jusqu'à 60° C., celui-ci est envahi rapidement par l'*Aspergillus fumigatus*. Les autres indications ([3]) que nous avons sur ce sujet se réfèrent à des champignons pathogènes dont l'optimum de croissance est compris entre 30° et 40° C. Récemment M. R. D. Reye ([4]) a vu aussi, que certains champignons auxquels il attribue un rôle important dans la fabrication du fumier : le *Coprinus* sp. (*fimetarius?*) l'*Aspergillus fumigatus* et l'*Acremoniella velutina*, résistent à des températures supérieures à 50° C.

En étudiant les différentes espèces qui interviennent dans les fermentations du fumier de ferme, du fumier artificiel, des ordures ménagères et des

---

([1]) Th. Schlœsing, *Contribution à l'étude des fermentations du fumier* (*Annales agronomiques*, 18, 1892, p. 1 à 18).

([2]) Oscar Brefeld, *Botanische Untersuchungen über Schimmelpilze Basidiomyceten*, I. Leipzig, 1877.

([3]) De Bary, *Comparative Morphology and Biology of the Funge Mycetoza and Bacteria* (Oxford), 1887.

([4]) R. D. Reye, *Lawes Agricultural Trust. Rothamsted Experimental Station. Harpenden* (*Report*, 1925-1926, p. 39. Harpenden, 1927).

balayures de la Ville de S. Paulo j'ai été frappé également par la présence constante dans les couches supérieures des tas en fermentation, d'une abondante couche de champignons qui paraissent s'accommoder parfaitement de ces conditions anormales de température.

Transporté sur un milieu organique stérilisé constitué par des fragments de tiges de maïs ou par du fumier, additionné d'eau ordinaire, placé dans de grands vases d'Erlenmeyer d'environ un litre de capacité, et mis à l'étuve à 32° C., l'un d'eux se multiplie facilement, produisant des filaments mycéliens qui pénètrent dans le milieu nutritif, s'y ramifient et ne tardent pas à produire des organes aériens de reproduction formés d'une petite colonne blanchâtre qui supporte le chapeau. Laissant les cultures quelque temps à la lumière, pour faciliter le développement de l'appareil sporifère, on vérifie que ce champignon appartient à la famille des Agaricinées et au genre Coprin. L'espèce en jeu est très voisine du *Coprinus stercorarius*

L'une de ces cultures est placée ensuite à l'étuve à 55°-57° C. et maintenue dans ces conditions pendant un mois et demi. On n'observe pas à ces températures la production d'appareils sporifères; mais si après 45 jours de permanence à 55°-57° C. on rapporte la culture à l'étuve à 32° C., on voit apparaître après quelques jours de petits points blancs qui se développent rapidement à la lumière et donnent des appareils de reproduction identiques à ceux observés au début de l'expérience.

Un *Aspergillus fumigatus*, isolé du fumier, se comporte de même; un lichen, provenant de bois en décomposition, vit aussi péniblement dans les mêmes conditions.

Les champignons du genre Coprin et les espèces voisines, si communs dans les matières organiques en décomposition et ceux comme l'*Aspergillus fumigatus*, dont l'optimum de croissance est voisin de 40° C., mais qui possèdent des formes résistantes à un séjour prolongé de 55° C., devraient être appelés des champignons thermo-tolérants, réservant la dénomination de thermophiles à ceux dont l'optimum de culture est supérieur à 50° C.

Parmi ces derniers, j'ai rencontré dans la flore mycologique du fumier une Microsiphonée qui vit normalement à l'étuve à 57° C. en donnant à la superficie du milieu de culture un voile blanchâtre très abondant formé par un mycélium microscopique, bourré de très petites spores, ramifié à l'infini dans les cellules des tissus végétaux sur lesquels elle vit. Elle se colore facilement par les couleurs d'aniline et prend le Gram. Cette moisissure se développe très lentement à 32° C., son optimum de culture est voisin de 57-60° C.; elle résiste, dans ces conditions de culture, plusieurs heures à des températures supérieures à 70-72° C.

Je n'ai voulu, dans cette Communication, que montrer l'existence et l'ubiquité des champignons thermophiles dans les matières organiques en décomposition; leur étude ainsi que leur rôle dans la fabrication du fumier fera l'objet d'une publication spéciale.

CYTOLOGIE. — *Contribution à l'étude chromosomique des* Acacia. Note (1) de M. **V. Ghimpu**, présentée par M. Molliard.

Le genre *Acacia* est un des plus importants, par le nombre de ses espèces (450), de tout l'embranchement des Phanérogames. En outre, de nombreux *Acacia* sont cultivés en grand (extraction de substances tannoïdiques, récolte de la gomme arabique, parfumerie, horticulture ornementale). Aussi nous a-t-il semblé intéressant de posséder quelques données sur le nombre des chromosomes chez diverses espèces de ce genre. Nos premiers résultats, portant sur sept espèces, sont les suivants (méristème radiculaire) :

A. cyanophylla	26
A. dealbata	26
A. podalyriæfolia	26
A. arabica	± 52 et ± 104
A. nilotica	± 52 et ± 104
A. horrida	± 52 et ± 104
A. Farnesiana	± 52 et ± 104

Ces *Acacia* se répartissent donc nettement en deux groupes : le premier, formé par les trois premières espèces, est caractérisé par 26 chromosomes de grande taille (longueur 3µ); le second, formé par les quatre autres, est caractérisé par l'existence simultanée, dans la même racine, de noyaux diploïdes à 52 et didiploïdes à 104 chromosomes (longueur 1µ) ou par des nombres de chromosomes variant autour de ces deux chiffres.

Les trois premières espèces sont australiennes, les trois suivantes sont originaires d'Afrique et d'Asie et la dernière (*A. Farnesiana*) d'Amérique.

L'Australie d'une part, l'Inde, l'Arabie, l'Afrique d'autre part, l'Amérique enfin, constituent trois centres de dispersion des *Acacia*. Il est intéressant de constater que les *Acacia* indo-africains et américains paraissent se comporter, au point de vue des chromosomes, d'une manière identique,

(1) Séance du 22 mai 1929.



Figures de mitoses somatiques chez divers *Acacia*.

I. *A. cyanophylla* : métaphase vue du pôle. — II. *A. horrida* : métaphase didiploïde. — III. *A. arabica* : métaphase diploïde. — IV. *A. horrida* : métaphase avec nucléole étranglé vue de profil. — V et VI. *A. Farnesiana* : même stade plus avancé. — VII. *A. Farnesiana* : anaphase vue de profil. — VIII et IX. *A. Farnesiana* : télophases.

tandis que les *Acacia* australiens se comportent tout à fait différemment.

Il importe, d'autre part, de souligner la didiploïdie et certaine variabilité du chiffre des chromosomes somatiques chez les *Acacia* de l'Afrique, de l'Asie et de l'Amérique. Mais cette anomalie numérique des chromosomes dans l'appareil végétatif n'existe probablement pas dans les mitoses réductrices; en tous cas, nous nous réservons de revenir prochainement sur cette question.

En outre l'évolution nucléaire pendant la caryocinèse chez les espèces du deuxième groupe d'*Acacia* s'effectue d'une manière très curieuse, non constatée jusqu'ici chez les végétaux.

Dans le noyau interphasique, on voit un nucléole assez grand, dont la chromaticité diffère de celle des chromoses; le réseau chromatique n'est pas visible. A la prophase apparaissent brusquement les petits chromosomes qui sont au début attachés par un de leurs bouts au nucléole, qui, dès ce moment, prend une chromaticité semblable à celle des chromosomes. A la fin de la prophase, les chromosomes se détachent du nucléole et se placent à la périphérie de la cavité nucléaire. La métaphase débute par l'étranglement du nucléole, dont les moitiés ainsi formées se dirigent vers les pôles opposés, mais en conservant encore quelque temps une liaison avec la plaque équatoriale par une sorte de pont. Les deux nucléoles-fils à la méta-, l'ana- et la télophase restent toujours placés à l'extrémité du fuseau achromatique : ils occupent à l'anaphase le même emplacement que les centrosomes dans les cellules animales et dans les cellules des végétaux inférieurs, et sont entourés par la masse chromosomique à la fin de la télophase. Celle-ci se brise en fragments de plus en plus petits qui finissent par disparaître complètement, cependant que les nouveaux nucléoles augmentent de volume pour atteindre la taille habituelle du stade de repos.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur les phénomènes dits d'*aggregation *et la disposition des vacuoles dans les cellules conductrices.* Note [1] de M. G. **Mangenot**, présentée par M. Molliard.

Les phénomènes dits d'*aggregation* ont été découverts par Ch. Darwin, interprétés correctement, pour la première fois, par Gardiner (1888), puis étudiés par un grand nombre d'auteurs. D'après ces travaux, il s'agirait

---

[1] Séance du 22 mai 1929.

d'un phénomène de fragmentation des vacuoles se produisant dans les cellules des pédicelles tentaculaires de *Drosera* sous l'influence de la digestion; mais la signification de ces processus n'a pas été précisée.

J'ai repris l'étude des phénomènes d'aggregation chez *Drosera rotundifolia* et *D. intermedia* et vérifié la justesse des observations de Gardiner : l'aggregation est la fragmentation, par des tractus émanant de la couche périphérique de cytoplasma, d'une vacuole primitivement unique en multiples petites vacuoles affectant la forme de globules ou de filaments; ce processus est constant, pendant la digestion d'une particule protéique, dans toutes les cellules épidermiques des pédicelles des tentacules. Il importe d'ajouter aux descriptions des auteurs précédents que ces vacuoles sont *polarisées* : les éléments résultant de la pulvérisation de la grande vacuole primitive sont accumulés dans la moitié proximale (la plus proche de la feuille) des cellules, éléments très allongés dont le grand axe est parallèle à celui du tentacule; dans la partie distale de ces mêmes cellules, on observe quelques vacuoles filamenteuses, orientées suivant le grand axe, et surmontant l'amas proximal. Jusqu'à présent, de tels phénomènes n'ont été reconnus avec certitude que chez les *Drosera*; et, cependant, comme va le montrer cette Note, leur existence est très générale.

Chez *Drosophyllum lusitanicum*, la digestion, par les tentacules immobiles des feuilles et des tiges, est accompagnée d'une fragmentation vacuolaire dans les cellules épidermiques des pédicelles. Mais, de même que la digestion est généralement plus active chez *Drosophyllum* que chez les *Drosera*, de même les processus d'aggregation sont mieux accusés chez celle-là que chez celles-ci. Les phénomènes d'aggregation chez *Drosophyllum*, phénomènes dont on trouvera la première description dans un Mémoire actuellement sous presse [1], sont caractérisés par une fragmentation vacuolaire extrêmement poussée, suivie d'une accumulation très nette des petites vacuoles globuleuses contre la paroi proximale des cellules, dont les parties moyenne et distale sont occupées par des vacuoles filamenteuses très allongées et régulièrement orientées suivant le grand axe. Cette polarisation et cette orientation des petites vacuoles sont donc, au même titre que la fragmentation de la grande vacuole primitive, caractères essentiels des phénomènes d'aggregation.

---

[1] G. Mangenot, *Sur les phénomènes d'aggregation chez* Drosophyllum *et* Oxalis. A paraître dans l'*Anatomie microscopique* (Livre dédié à la mémoire du professeur L.-F. Henneguy).

Mais cet agencement particulier des vacuoles n'est pas un apanage exclusif des tentacules des plantes insectivores; il est réalisé, chez la plupart des Végétaux, soit dans certaines conditions, soit dans certains tissus.

a. Dans certaines conditions. — Très souvent, dans les cellules demeurées saines bordant une région nécrosée, les vacuoles subissent une pulvérisation caractéristique en éléments plus ou moins nombreux et de moindre volume. Dans quelques cas, ces petites vacuoles sont très nettement polarisées et orientées : dans chaque cellule, les plus volumineuses sont accumulées dans les parties les plus éloignées du territoire nécrosé, tandis que dans les parties les plus proches de celui-ci, on n'observe que quelques petites vacuoles filamenteuses disposées perpendiculairement à la paroi au contact des éléments nécrosés, ou globuleuses. Un cas de cet ordre a été décrit chez *Oxalis acetosella*.

b. Dans les tissus conducteurs des Algues les plus élevées en organisation, les vacuoles existent, dans chaque cellule, à l'état pulvérisé et sont, le plus souvent polarisées. Dans les cellules à parois transversales criblées des nervures du thalle d'*Alaria esculenta*, dans certaines hyphes des Laminaires ou des *Fucus*, les vacuoles sont de petits globules très nombreux : chez les Laminaires, elles sont accumulées, à chaque extrémité de la cellule; chez *Alaria*, elles sont tassées contre un des cribles, toujours dans le même sens; chez les *Fucus*, elles sont, les unes accumulées contre une paroi transversale, les autres orientées en files longitudinales. Dans les éléments conducteurs des Floridées, ces dispositifs ne sont pas moins bien caractérisés : chez *Bonnemaisonia asparagoides*, par exemple, les cellules de l'hyphe axile du thalle possèdent, vers l'extrémité des rameaux de dernier ordre, une ou plusieurs grandes vacuoles; puis, à mesure que l'on descend vers la base du thalle, on observe que le système vacuolaire de ces cellules axiles se dissocie graduellement dès les ramifications de troisième ou quatrième ordre, les vacuoles sont de petits globules accumulés en grand nombre, toujours dans le même sens, contre une des parois transversales.

Tous ces aspects sont caractéristiques de l'aggregation. Leur réalisation dans des cellules dont le rôle conducteur est certain montre bien quelle est la signification de ces phénomènes : dans les cellules traversées par un courant suffisamment intense de substances dissoutes, les vacuoles sont très nombreuses, petites et orientées dans un sens déterminé; ces caractères sont d'autant plus accusés que la circulation est plus active.

Chez les plantes insectivores, les figures d'aggregation seront donc considérées comme manifestant le passage, dans les cellules des pédoncules

tentaculaires, de substances absorbées par la plante, provenant de la digestion des protéines à la surface de la feuille; et ces mêmes aspects, dans les cellules bordant les régions nécrosées, indiquent la résorption de substances libérées par les éléments mortifiés en voie d'autolyse.

On ajoutera, enfin, que cette disposition des vacuoles est réalisée seulement dans des cellules conductrices indifférenciées ou peu différenciées; les éléments très spécialisés que sont les tubes criblés des Dicotylédones offrent une structure toute autre : ils comportent une grande vacuole unique; mais chacune de ces cellules criblées est toujours juxtaposée à une cellule annexe présentant un cytoplasma dense et des vacuoles très petites, le plus souvent à l'état d'un réseau de très fins canalicules anastomosés.

D'autres recherches permettront peut-être de comparer l'aggregation *sensu stricto*, telle qu'on vient de la définir, avec les processus de fragmentation vacuolaire, nettement distincts au premier abord, que l'on observe dans certaines cellules glandulaires, et d'entrevoir une explication de ces phénomènes.

PATHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Une maladie du melon* (Citrullus vulgaris) *occasionnée par un Fusarium et une Bactérie chromogène.* Note de MM. **A. Sartory**, **R. Sartory** et **J. Meyer**, présentée par M. Molliard.

Au cours d'une exposition agricole, il nous a été signalé que de nombreux melons (*Citrullus vulgaris*) provenant du Midi étaient atteints d'une maladie caractérisée par de larges plaques jaune orangé, la production d'un dégagement gazeux très prononcé occasionnant l'éclatement des fruits.

Nous avons effectué des prélèvements sur de nombreux échantillons et pratiqué des cultures sur milieux acides et alcalins; on a ainsi réussi à isoler après de nombreux passages un Champignon du genre *Fusarium* et une *Bactérie*. Connaissant les travaux de Dufrenoy [1] et de Nicolas et Aggery [2] il nous a semblé intéressant de rechercher l'agent de la prime infection; nous avons à cet effet tenté d'un côté des cultures de la bactérie, d'un autre des

(1) J. Dufrenoy, *Les maladies du melon* (*Annales des épiphyties*, 7, 1921, p. 405); *Observations cytologiques sur une Hadromycose des melons* (*C. R. Soc. Biol.*, 46, 1927, p. 1104-1107).

(2) Nicolas et Aggery, *Une maladie bactérienne de quelques Cucumis* (*Rev. path. Vég. et Entomol. agric.*, 14, 1929, p. 39).

cultures du Champignon sur des milieux spécifiques à base de cellulose. On a pu ainsi constater que la bactérie n'attaquait ni en aérobiose, ni en anaérobiose cet hydrate de carbone; par contre le Champignon a montré une action cellulolytique très nette. D'autre part nous avons procédé à des essais de contamination sur des bananes et des melons frais; la bactérie seule était incapable de produire des lésions sur les tissus en expérience. Nous avons pu suivre sur des coupes microscopiques de tissus de banane l'intrusion du *Fusarium* à travers les cuticules cellulaires et sa végétation à l'intérieur du végétal. Macroscopiquement on a reproduit l'aspect des lésions telles qu'on avait pu les voir sur les échantillons malades, en ensemençant successivement à la surface des végétaux le fusarium puis la bactérie. Des recherches sur les caractères morphologiques et biologiques du champignon sont en cours.

Quant à la bactérie, elle a attiré notre attention par la production dans certaines conditions d'une coloration rouge violet correspondant aux teintes comprises entre les n° 576 et 583 du Code des couleurs [1]

Caractères morphologiques. — La bactérie se présente microscopiquement sous la forme d'un bâtonnet de taille inégale en moyenne de $0^{\mu},7$ à $1^{\mu},5$ de long; on trouve souvent des formes très courtes en coccobacilles; les éléments sont le plus fréquemment isolés ou placés deux par deux. Elle se colore facilement par les colorants d'aniline, c'est strictement *Gram* négative. La bactérie est mobile, pourvue de nombreux cils; la coloration des capsules et des spores nous a donné des résultats négatifs.

Caractères biologiques. — La bactérie se cultive facilement sur les milieux usuels; l'optimum cultural est situé vers $+27°$; la bactérie pousse encore bien à $+37°$. La concentration optima en ions H du milieu de culture est réalisée pour $pH = 6,4$; c'est une anaérobie facultative; la réaction d'Ehrlich donne la production d'indol. La gélatine n'est pas liquéfiée; en piqûre on obtient la culture en clou avec formation d'une petite ampoule au tiers supérieur. Pas de dégagement gazeux; sur gélose la culture est blanche, visqueuse; sur pomme de terre enduit épais, visqueux, d'une couleur blanc sale; le lait n'est pas coagulé.

Recherches sur la coloration. — Sur bouillon, gélose ou gélatine renfermant des hydrates de carbone tels que glucose ou glycérine et comme sels minéraux du phosphate bicalcique ou du sulfate de magnésie et du chlorure de sodium et à un pH inférieur à 6,4, la bactérie produit dès le

---

(1) Le Code des couleurs employé a été celui de *Klincksieck* et *Valette*, Paris, 1908.

deuxième jour après l'ensemencement, une coloration rouge violet. Sur les mêmes milieux de pH plus élevés que 6,8 la coloration n'apparaît pas et la culture prend un aspect jaune verdâtre. Cette coloration diffuse rapidement dans le milieu en s'intensifiant; le voile et les dépôts bactériens restent blancs. L'apparition de la coloration est conditionnée par la température (température limite = 32°), par la présence d'oxygène et par la concentration initiale en ions H du milieu. En outre, la formation de la matière colorante exige la présence dans les milieux de culture d'une substance hydrocarbonée et de phosphates ou de magnésie additionnée de chlorure de sodium. La lumière, la présence ou l'absence de matières organiques quaternaires et d'autres ions minéraux n'influent pas sur la production de ce phénomène. Le colorant est soluble dans l'eau, dans l'alcool, dans l'acétone et dans la glycérine; il est insoluble dans le chloroforme, l'éther, l'éther de pétrole, le sulfure de carbone et le tétrachlorure de carbone. La substance chromogène existe dans les cultures incolores : par addition d'acide acétique ou d'acides organiques faibles, chauffage, et addition d'ammoniaque ou de Soude, la coloration réapparaît; le colorant est doué de propriété de virage : avec des acides minéraux il devient incolore, avec l'ammoniaque il passe au rouge violet et avec la soude ou la potasse, au rouge brique, ceci surtout par chauffage et agitation à l'air.

Des recherches ionométriques et spectroscopiques sont en cours, afin de caractériser définitivement les propriétés de la matière colorante et d'assigner à la bactérie une place dans la systématique.

Étant données la diffusion prononcée du colorant dans le milieu, sa solubilité dans l'eau, l'insolubilité dans le chloroforme et l'absence de phénomène de fluorescence, la bactérie se distingue nettement des groupes du *Bacillus prodigiosus* d'un côté, du *Bacillus pyocyaneus*, de l'autre.

PHYSIOLOGIE. — *La consommation de luxe.* Note de MM. **R. Bonnet** et **Tchang-Hyao-Tchi**, transmise par M. d'Arsonval.

Pendant longtemps l'opinion des physiologistes resta réfractaire à l'idée d'admettre que l'organisme peut, pour la couverture de ses besoins énergétiques, utiliser plus ou moins économiquement les aliments suivant les quantités qui leur en sont offertes.

Il n'en est plus de même aujourd'hui; des observations faites pendant la guerre par de nombreux chercheurs, sur des populations qui eurent à subir

de sévères restrictions alimentaires, paraissent montrer que les homéothermes peuvent modifier l'intensité de leurs échanges en fonction de la grandeur de leur alimentation (1).

C'est une conclusion identique qu'amènent à formuler les expériences de sens inverse poursuivies par Grafe (2) : des hommes adultes, recevant une alimentation trois fois plus élevée que la normale, voient à la fois augmenter leur poids de 50 pour 100 et s'élever le taux de leur dépense de fond de 85 pour 100; les mêmes résultats sont observés sur le chien.

Or ce phénomène de la « consommation de luxe » n'est pas l'expression d'une loi générale qui domine toute la physiologie, à savoir que toute cellule, isolée ou faisant partie d'un organisme, règle sa consommation sur la quantité des aliments offerts; nous avons, en effet, montré (3) que les microorganismes ne se livrent à aucune consommation de luxe.

Il nous a semblé qu'il y avait intérêt à reprendre une étude systématique sur les homéothermes, afin de voir si réellement, à la suite de suralimentation ou de sous-alimentation, effectuées pendant de très longues périodes, il y a adaptation des organismes et si oui, par quel mécanisme.

Nous nous sommes adressés dans ce but, d'une part, à des lapins et des pigeons auxquels nous avons fait ingérer pendant plusieurs mois le double de leur ration normale et d'autre part, à des lapins, pigeons et cobayes qui pendant longtemps ont reçu une alimentation insuffisante, valant les deux tiers de leur ration habituelle.

Le détail des mesures d'échanges respiratoires, faites toutes à température de neutralité thermique sera donné en totalité dans un Mémoire ultérieur. Nous nous contenterons de donner ici les résultats relatifs à un animal de chaque série.

A. Suralimentation. — *Lapin n°* 1. — Cet animal, en deux mois, voit son poids passer de 2700 à 3700^{g}. Ses échanges de 3^{cal} par kg-heure augmentent régulièrement depuis le début de l'expérience, atteignent 4^{cal} au bout du premier mois et retombent enfin à 3^{cal}, leur valeur normale.

Pigeon n° 3. — Le poids passe en trois mois de 300 à 425^{g} et les échanges restent rigoureusement constants pendant toute la durée de l'expérience et conservent leur valeur normale.

---

(1) La bibliographie complète sera donnée dans un prochain Mémoire.

(2) Grafe et Graham, *Zeits f. physiol. Chem.*, 78, 1911, p. 1-67.

(3) Terroine, Mlle Trautmann, Bonnet et Hée, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 8, 1926, p. 584-603.

Il semble donc que le phénomène de la consommation de luxe, loin d'être un fait général, doit être rapporté, chez certains homéothermes à la formation des graisses de réserve, puisque dans le cas du lapin, si la suralimentation est poursuivie pendant très longtemps, dès que le poids maximum est atteint, les échanges retombent à leur valeur normale. Par contre, chez le pigeon, on ne constate absolument rien.

Que devient alors le surplus de l'alimentation ingérée? C'est ce que nous avons cherché en établissant la balance des entrées et des sorties chez nos animaux pendant une période de 4 jours. Toutes nos valeurs sont exprimées en calories.

	Lapin 1.		Pigeon 3.	
	Normal.	Suralimenté (à la fin de la période).	Normal.	Suralimenté (à la fin de la période).
Alimentation ingérée......	1631,5	3093,3	304	608
Énergie retrouvée dans :				
Échanges respiratoires..	1036,8	1036,8	259,2	362,9
Urine..................	23,2	48,2	»	»
Matières fécales........	547,1	1959,9	39,4	227,5
Énergie retrouvée totale...	1607,1	3044,9	298,6	590,4
Différence...............	24,4	48,4	5,4	17,6
Différence en pour 100....	−1,5	−1,5	−1,7	−2,8

Il est facile de voir que l'excès de l'alimentation se retrouve dans les matières fécales; le tube digestif fonctionne donc comme régulateur de distribution de l'énergie.

B. Sous-alimentation. — *Lapin n° 2.* — Le poids de l'animal passe en deux mois de 2500 à 1800^g et ses échanges s'abaissent de 3^{cal},65 par kg.-heure à 2,41 soit une baisse de 34 pour 100.

Pigeon n° 3. — L'animal voit son poids passer en 45 jours de 400 à 270^g et ses échanges de 6^{cal},4 par kg.-heure à 3,56, soit une baisse de 44 pour 100.

Cobaye n° 1. — Le poids passe en 38 jours de 750 à 480^g et les échanges de 3,93 à 3,97.

Dans le cas de la sous-alimentation prolongée, les organismes, à part le cobaye, diminuent donc leurs échanges.

La conclusion qui se dégage des faits observés est que l'adaptation de l'organisme à l'apport énergétique ne peut être mis en évidence avec certitude que dans le cas de la sous-alimentation. Le mécanisme de cette adaptation reste d'ailleurs entièrement à dégager.

Lors de la suralimentation, les homéothermes étudiés par nous (lapin et

pigeon) ne font pas de consommation de luxe. L'augmentation des échanges observée chez le lapin, concomitante à une augmentation de poids, paraît être la conséquence de processus synthétiques. C'est en réalité, non l'intimité de l'organisme, mais le tube digestif qui règle l'utilisation de l'énergie alimentaire.

PHYSIOLOGIE. — *La formation de la créatine aux dépens des substances protéiques.* Note de MM. **Émile-F. Terroine** et **P. Danmanville**, présentée par M. d'Arsonval.

Dans une série de recherches poursuivies sous la direction de l'un de nous, Garot (1) a nettement mis en évidence l'existence d'un processus de formation exogène de la créatine aux dépens des matières protéiques alimentaires.

La démonstration repose sur deux catégories de faits :

D'une part, la substitution d'une alimentation riche en substances protéiques à une alimentation qui n'en contient pas ne modifie en rien l'excrétion de la créatinine, mais provoque une augmentation considérable de celle de la créatine.

D'autre part, si des animaux en croissance reçoivent une alimentation toujours semblable et réalisant un apport abondant en protides, mais dont la pauvreté et la richesse alternatives en éléments minéraux modifie le coefficient d'utilisation azotée, on observe que leur excrétion de créatinine ne varie pas et que celle de la créatine est d'autant plus grande que la rétention azotée est plus faible, c'est-à-dire que la dégradation des protides est plus intense.

Par ailleurs, des recherches de Mac Collum et Steenbock (2) se dégage la conclusion que certaines albumines seraient plus aptes que d'autres, à permettre, au cours de leur utilisation, la formation de la créatine.

En rapprochant ces deux catégories de faits, il nous est apparu qu'on pourrait peut-être, en même temps, apporter une nouvelle preuve de la formation exogène de la créatine et prévoir le classement des albumines alimentaires quant à leur propriété créatinogène.

En effet, on sait que les divers protides ont des valeurs biologiques très

(1) *Arch. int. Physiol.*, 29, 1927, p. 55-64 et 65-71.
(2) *J. of biol. Chem.*, 13, 1912, p. 209-219.

différentes, les différences se traduisant nécessairement avec le maximum d'intensité au cours de la croissance. Si donc, on administre à un animal en croissance une ration identique par ailleurs et variant seulement par la nature de ses protides, la dégradation des acides aminés constitutifs sera d'autant plus intense que l'utilisation pour l'édification des tissus sera plus médiocre. Or, si la formation de créatine croît parallèlement avec la grandeur du métabolisme exogène de l'azote, une matière albuminoïde devra être d'autant plus créatinogène qu'elle sera moins bien utilisée par l'organisme.

C'est ce que nous avons tenté de vérifier chez le porcelet en croissance. Le détail des expériences, poursuivies avec la technique habituellement employée par l'un de nous dans toutes ses études sur le métabolisme azoté de l'animal en croissance, sera donnée dans un Mémoire ultérieur. Nous ne rapporterons ci-dessous que les résultats obtenus dans deux séries d'expériences prises à titre d'exemple. Bien entendu, sauf la nature de la matière albuminoïde, la ration est exactement identique dans toutes les périodes expérimentales.

Nature des protides alimentaires.	Excrétion de créatine par kg/24 h.	Rétention azotée par kg/24 h.
Porc n° 1 :		
Albumines du Soja	0,0108	0,40 (1)
Caséine	0,0075	0,61 (1)
Albumines du Soja	0,0114	0,40 (1)
Porc n° 2 :		
Albumines du Soja	0,0094	0,40 (1)
Caséine	0,0060	0,61 (1)
Albumines du Soja	0,0080	0,40 (1)
Porc n° 3 :		
Albumines totales du lait	0,0059	0,66
Albumines du Maïs	0,0115	0,28
Porc n° 4 :		
Albumines totales du lait	0,0058	0,66
Albumines du Maïs	0,096	0,28

La conclusion qui se dégage de ces résultats, très nette, est entièrement

(1) D'après déterminations de Terroine et Mme Mahler-Mendler, *Arch. int. Physiol.*, 28, 1927, 101-224.

conforme à l'hypothèse formulée. Pour un même apport azoté, mais suivi tantôt d'une rétention importante (albumines totales du lait ou caséine) tantôt d'une rétention médiocre ou très faible (albumines du Soja ou du Maïs) la formation de créatine est d'autant plus grande que la rétention est plus petite, que le métabolisme exogène protide administré est plus grand. Il est donc possible de formuler une loi de prédiction pour la grandeur de la propriété créatinogène d'un protide, puisque cette grandeur est l'inverse de sa valeur biologique.

Nous pouvons donc formuler la conclusion suivante : *Au cours de la croissance, une matière protéique alimentaire provoquera une formation de créatine d'autant plus abondante que son absorption sera suivie par une rétention azotée plus faible. Le classement des protides, quant à leur valeur créatinogène, est exactement l'inverse de leur classement d'après leur valeur biologique.*

PHARMACODYNAMIE. — *Actions cardiovasculaires comparées de deux stéréoisomères : tropanol et pseudotropanol.* Note (¹) de MM. **Michel Polonovski** et **René Hazard**, présentée par M. A. Desgrez.

Suivant les agents de réduction utilisés, la tropanone peut donner soit le tropanol (base tropine), soit le pseudotropanol (pseudotropine), qui ne diffère du précédent que par la position de l'OH alcoolique dans l'espace (isomérie *cis trans*).

Le *tropanol* abaisse la pression sanguine d'une manière forte et immédiate; aux doses fortes, il ralentit le rythme et diminue l'amplitude des contractions du cœur [2].

Injecté aux mêmes doses que le tropanol, le *pseudotropanol* exerce, en général [3], une forte action hypertensive passagère (précédée d'une chute légère et brève de la pression quand les vagues sont intacts) qui semble être produite, comme le montre le tracé du volume du rein, par une vasoconstriction périphérique (*fig.* 1 et 2). Au cours de cette hypertension, s'exercent sur le cœur des actions complexes qui présentent deux phases :

a. Une phase d'inhibition (inotropisme et chronotropisme négatifs) très

(¹) Séance du 22 mai 1929.

(²) René Hazard et L.-J. Mercier, *Comptes rendus*, 181, 1925, p. 526 et 934.

(³) Dans un des rares cas où le pseudotropanol a produit seulement une légère hypotension, l'adrénaline a provoqué une syncope cardiaque mortelle. On peut penser que l'action hypertensive du produit exige pour se manifester l'intégrité du myocarde.

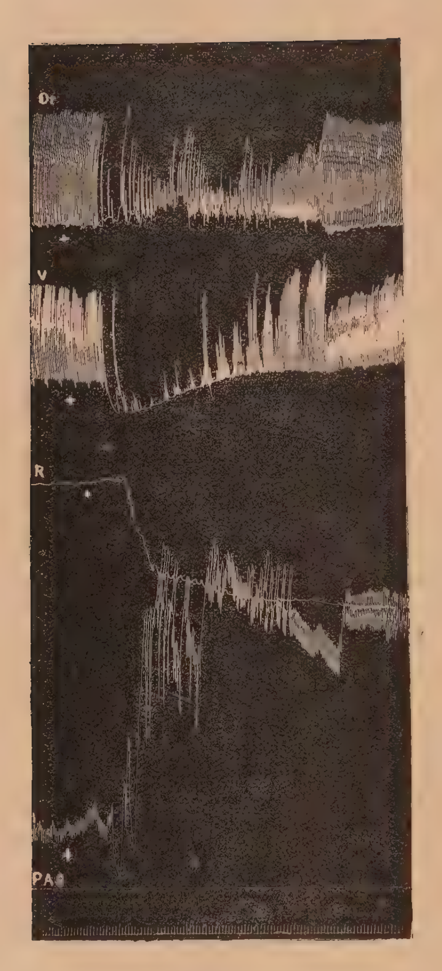




Fig. 1. Fig. 2.

Action cardiovasculaire du pseudotropanol.

Fig. 1. — Chien ♀ 5^{kg}, chloralosé; vagues intacts. De haut en bas : Or = oreillette; V = ventricule du cœur *in situ* (méthode de suspension); R = tracé oncographique du rein; PA 8 = pression carotidienne avec repère à 8^{cm} Hg. Temps en secondes. En + injection intraveineuse de 0^{g},01 par kilogramme de pseudotropanol en solution neutre.

Fig. 2. — Mêmes indications que ci-dessus. L'animal, après la première injection, a eu les vagues sectionnés; il reçoit de nouveau en + 0^{g},01 de pseudotropanol par kilogramme.

(Tracés réduits de moitié.)

marquée si les vagues sont intacts (*fig.* 1); très nette encore pour les doses initiales fortes lorsque les vagues sont sectionnés. Cette phase s'atténue à la deuxième injection (*fig.* 2) et aux suivantes; elle est supprimée par l'atropine ([1]).

b. Une phase d'accélération relative si les vagues sont intacts (*fig.* 1); d'accélération et d'augmentation d'amplitude considérables quand les vagues sont sectionnés (*fig.* 2) ou paralysés par l'atropine.

Rythme, amplitude et pression reviennent ensuite à leur valeur normale.

Tout se passe, en somme, comme s'il y avait successivement excitation réflexe et directe des terminaisons intracardiaques du vague, puis paralysie au moins partielle du pneumogastrique et excitation du sympathique.

Si l'on répète les injections de pseudotropanol, ses effets cardiovasculaires s'atténuent progressivement. Finalement, rythme et amplitude des contractions sont peu modifiés; on observe quelquefois un faible abaissement progressif de la pression.

Chez un animal préalablement soumis à la surrénalectomie double, le pseudotropanol ne provoque plus qu'une hypertension extrêmement réduite, tandis que le rein subit, cette fois, une augmentation de volume; cependant, on observe encore, chez l'animal atropinisé, de l'accélération et de l'augmentation d'amplitude des contractions cardiaques.

On peut donc penser que le pseudotropanol provoque normalement — comme la nicotine avec laquelle il a quelques traits communs — une décharge d'adrénaline dans l'organisme, mais qu'il possède cependant une action cardiaque propre.

Conclusion. — *Le passage du tropanol à son stéréoisomère le pseudotropanol modifie profondément l'action cardiovasculaire de la molécule : le tropanol est hypotenseur et son action cardiaque est simplement dépressive; le pseudotropanol est hypertenseur et il exerce, sur le cœur, une action complexe d'allure nicotinique. Ces différences montrent l'importance de la position dans l'espace de l'oxhydryle alcoolique dans le noyau pyrrolidine-pipéridine.*

([1]) On peut observer, même chez l'animal atropinisé, des sortes d'incisures dans le tracé du ventricule : ces accidents semblent produits par l'inscription des mouvements inspiratoires spontanés très violents que fait parfois l'animal, dans la phase d'hypertension.

ÉLECTRICITÉ PHYSIOLOGIQUE. — *Sur la forme de l'électromyogramme de la contraction volontaire. Enregistrements oscillographiques.* Note de MM. **A. Fessard** et **H. Laugier**, transmise par M. A. d'Arsonval.

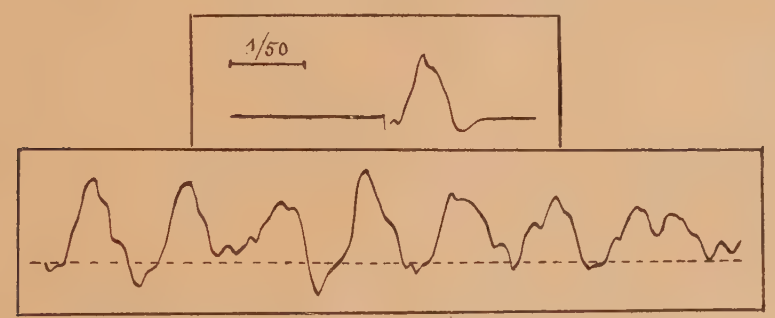
L'insuffisance du galvanomètre à corde pour l'étude précise des courants d'action rapides a été souvent signalée au cours de ces dernières années (Forbes et Cattell, Davis et Brunswick, entre autres). Aussi est-il permis de douter sérieusement de la valeur de certains enregistrements galvanométriques, et en particulier des électromyogrammes de la contraction volontaire ou réflexe, ainsi que des interprétations, d'ailleurs les plus variées, auxquelles ceux-ci ont donné lieu. Par contre, faute de bonnes preuves du contraire, se trouve renforcée l'opinion qu'aucune loi ne saurait être dégagée de ces tracés, même améliorés, étant donné l'asynchronisme supposé des influx élémentaires qui composent la commande nerveuse motrice.

Nous avons aujourd'hui des raisons expérimentales de penser qu'il n'en est pas tout à fait ainsi, du moins dans certaines circonstances sur lesquelles nous reviendrons ultérieurement; cependant une discussion sérieuse ne peut être engagée qu'en présence de bons graphiques, sur lesquels ne plane plus le soupçon d'une technique insuffisante.

Les conditions essentielles pour obtenir un enregistrement fidèle de phénomènes évoluant rapidement sont une rapidité propre notablement plus grande et un amortissement suffisant (critique) de l'appareil enregistreur. Le galvanomètre à corde, d'un type courant, que nous employons (électrocardiographe Boulitte) est encore en régime périodique (facteur d'amortissement $\frac{1}{4}$ à $\frac{1}{3}$) à sa sensibilité normale d'utilisation (10^{mm} par millivolt) et sa pseudo-période propre est alors de $\frac{1}{50}$ à $\frac{1}{60}$ de seconde environ. Or, dans ces conditions, les grandes ondes de l'électromyogramme chez l'homme (fléchisseurs des doigts) s'étalent sur une durée voisine également du $\frac{1}{50}$ de seconde ; c'est la donnée la plus généralement admise depuis les travaux de Piper. Certains auteurs, se trouvant alors conduits à employer des cordes plus légères ou plus tendues, donc plus rapides, ont trouvé des périodes beaucoup plus courtes (jusqu'à $\frac{1}{200}$ de seconde). Cependant, comme ils ne semblent pas généralement s'être préoccupés de l'amortissement, qui diminue à mesure qu'on tend la corde, on peut se demander si les oscillations propres de celle-ci ne doivent pas être rendues, au moins en partie, responsables des rapidités observées : d'une part, en effet, ces dernières

varient beaucoup suivant les auteurs, et d'autre part, avec une corde progressivement tendue, et pour des fréquences propres allant de 50 à 400 par seconde, nous avons obtenu des fréquences physiologiques (apparentes) croissantes toujours voisines des fréquences propres. La question est importante à éclaircir, car si réellement la fréquence des électromyogrammes croissait indéfiniment avec la rapidité de l'appareil enregistreur, l'hypothèse d'un asynchronisme total recevrait une éclatante confirmation. Malheureusement, le galvanomètre à corde ne peut donner ici que des renseignements incertains. Avec le procédé du condensateur en dérivation, préconisé par Einthoven pour amortir les oscillations, on diminue encore, en particulier pour les ondes courtes, la sensibilité déjà réduite par les fortes tensions; l'emploi d'un amplificateur s'imposant alors, il nous a paru dans ce cas plus avantageux d'avoir recours à un oscillographe industriel rapide.

Avec un oscillographe de Dubois (fréquence propre 2300) employé à la sortie d'un amplificateur à résistances à trois étages, nous avons pu recueillir, sur les muscles fléchisseurs des doigts en contraction intense et prolongée, des électromyogrammes où les ondes principales, souvent groupées, s'étalent sur des durées toujours inférieures au $\frac{1}{100}$ de seconde (et généralement voisines du $\frac{1}{50}$). Le calque ci-dessous montre un groupe d'ondes principales choisies dans une région où elles se détachaient bien. Leur ressemblance avec une onde isolée (presque monophasique dans cette expérience) obtenue par excitation électrique indirecte est frappante.



En haut : Courant d'action obtenu par excitation électrique du nerf.
En bas : Portion d'un électromyogramme de la contraction volontaire.

Ces constatations, faites dans des conditions qui nous paraissent échapper aux critiques d'ordre physique, confirment l'expérience fondamentale de Piper. Elles sont d'accord avec les conclusions émises par L. Lapicque (¹)

(¹) L. Lapicque, *Sur l'interprétation des électromyogrammes* (*J. de Radiol. et d'Électrologie*, nº 6, juin 1923, p. 249).

suivant lesquelles la cadence réelle des influx moteurs volontaires ne dépasserait pas 50 par seconde. Elles confirment également la validité des tracés obtenus par Zimmern et Cottenot, en 1922, avec l'électrocardiographe Siemens et Halske. Finalement, elles montrent que ce dernier instrument, ainsi que le galvanomètre d'Einthoven à corde moyennement tendue, ne sont pas à rejeter de la technique électromyographique; ces deux appareils oscillographes dans lesquels, rançon nécessaire, la rapidité est sacrifiée à la sensibilité, conviennent cependant lorsqu'on s'en tient à l'étude des ondes principales, c'est-à-dire des composantes de basse fréquence de l'électromyogramme.

En même temps, nos oscillogrammes nous permettent d'affirmer qu'il n'est pas exact de comparer la corde du galvanomètre parcourue par les courants musculaires à une particule agitée d'un mouvement brownien, comme l'écrit Fulton. La courbe de distribution des amplitudes n'est pas du tout comparable à une courbe de hasard, les grandes ondes se présentant trop fréquemment pour qu'on puisse les expliquer uniquement par des synchronismes fortuits. Pas plus que d'un synchronisme parfait, on ne peut parler d'un asynchronisme total; et, dans certaines circonstances (contractions intenses), il semble qu'on soit en présence de synchronisations intermittentes, qui font penser à un phénomène de battements entre un petit nombre seulement de trains d'ondes assez pures, ayant des rythmes peu différents.

PHYSIOLOGIE DU TRAVAIL. — *Étude de l'influence de l'éclairement sur la précision des mouvements au cours du travail professionnel.* Note de MM. **Robert Faillie** et **Martinot-Lagarde**, présentée par M. Ch. Fabry.

Continuant notre étude sur l'influence de l'éclairage sur le rendement et la fatigue de la main-d'œuvre, nous donnons aujourd'hui les résultats d'expériences ayant pour objet de déterminer les variations de la précision des mouvements exécutés au cours des travaux professionnels en fonction de l'éclairement.

Ces expériences ont été conduites et exécutées dans les mêmes conditions que celles faites par nous dans le but de déterminer les variations du temps de réaction psychomotrice visuelle en fonction de l'éclairement [1].

---

[1] *Comptes rendus*, 186, 1928, p. 716.

Les différents facteurs qui conditionnent la précision des mouvements au cours du travail sont :

1° Les temps de réaction psychomotrice *de choix* aux excitations visuelles parvenant à l'ouvrier au cours de l'exécution de sa tâche; 2° la dextérité; 3° le coup d'œil.

Pour étudier ces différents facteurs, nous avons institué trois sortes d'épreuves que subissent 5 sujets, 4 hommes et une femme, et dans toutes ces épreuves, chaque expérience était répétée 25 fois par sujet, ce qui représente pour ces recherches un peu plus de 4000 déterminations.

La première épreuve avait pour objet de déterminer la mesure des temps de réaction psychomotrice visuelle de choix, correspondant à la promptitude de l'ouvrier à répondre le plus rapidement possible par des mouvements appropriés aux nécessités de sa tâche.

Dans ce but, nous avons utilisé une machine à écrire spécialement agencée. Elle portait, sur son chariot mobile, un carton blanc sur lequel était tracée une ligne de 70 lettres de quatre modèles différents. Devant ce carton se trouvait un écran fixe comportant une fente de la largeur d'une lettre. Dans ces conditions, le sujet placé devant la machine ne voyait qu'une lettre à la fois et chaque fois qu'une frappe était faite sur la touche correspondante, la lettre suivante se substituait à la précédente *instantanément*. Un chronographe enregistrait exactement le temps en secondes écoulé entre la première frappe et la dernière. Le sujet devait reproduire, *sans erreur*, avec la machine, la ligne de 70 caractères. L'apparition de la lettre était l'excitation visuelle, la frappe sur la touche correspondante était la réponse du sujet et les temps mesurés correspondant à 70 réactions psychomotrices de choix.

La courbe ci-dessous (*fig.* 1) traduit les résultats obtenus.

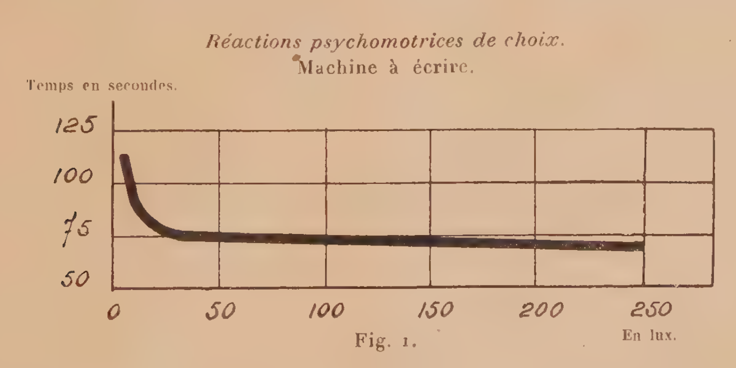


Fig. 1.

L'épreuve concernant l'étude de la dextérité nécessita l'utilisation d'un dextérimètre, constitué par un V métallique, d'une ouverture de 7°, entre les branches duquel le sujet déplace, de la base au sommet, une aiguille

avec une vitesse aussi constante que possible. Tout contact entre le V métallique et l'aiguille ferme un circuit électrique et met en mouvements la sonnette.

Sur une branche du V se trouve une graduation en centimètres dont l'origine est au sommet. La dextérité d'un sujet est donc d'autant plus grande que le chiffre de graduation est faible.

La courbe ci-dessous (*fig.* 2) traduit les résultats obtenus.

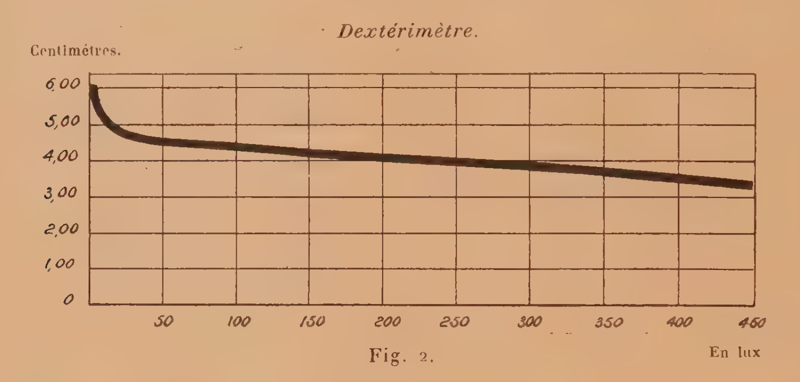


Fig. 2.

Pour l'épreuve du coup d'œil nous avons eu recours au chronoscope de d'Arsonval en nous servant d'une technique toute différente de celle généralement utilisée. Nous laissons en effet tourner l'aiguille d'un mouvement uniforme de un tour à la seconde, et le sujet doit l'arrêter au commandement de l'opérateur sur le o de la graduation. On note en grades les écarts en plus ou en moins de la position d'arrêt de l'aiguille par rapport à o.

La courbe ci-dessous (*fig.* 3) nous donne les résultats moyens obtenus.

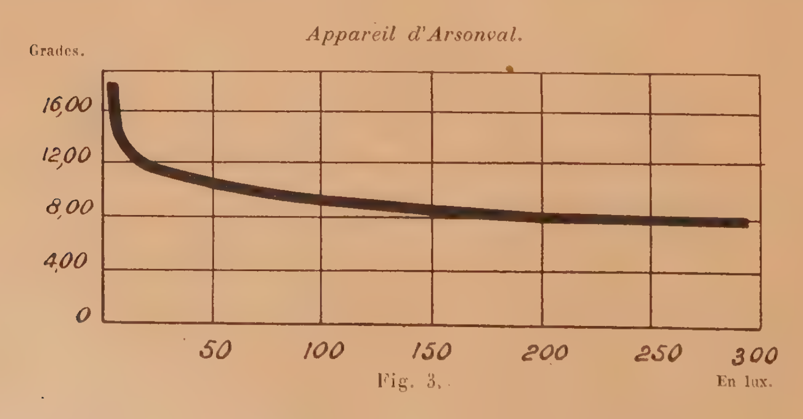


Fig. 3.

En résumé : ces trois sortes d'épreuves traduites par ces trois courbes nous montrent qu'aux *faibles éclairements* la moindre augmentation de

lumière produit une amélioration importante de la précision dans les mouvements, au cours des épreuves imposées; qu'aux *forts éclairements* cetie amélioration de la précision persiste quoique plus faible, mais suffisamment intéressante encore pour être recherchée, surtout dans l'exécution de travaux fins et délicats.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur quelques propriétés de la laminarine des Laminaires.* Note de MM. **H. Colin** et **P. Ricard**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

La laminarine a été décrite pour la première fois par Schmiedeberg (1). L'étude en a été reprise plus récemment par Kylin (2) puis par Mme Gruzewska (3).

Ces auteurs l'ont retirée des extraits aqueux des Laminaires après en avoir séparé l'algine, soit par la chaux en présence d'alcool (Mme Gruzewska), soit par l'extrait de Saturne (Schmiedeberg, Kylin). Dans le premier cas, la laminarine était précipitée telle quelle par une nouvelle addition d'alcool; dans le second, à l'état de dérivé plombique, par alcalinisation au moyen de l'ammoniaque.

Pour notre part, nous avons préféré épurer les liqueurs par la baryte à l'ébullition. Après élimination de l'excès de baryte, on ajoute la quantité d'alcool nécessaire pour précipiter la laminarine. Le produit séché, pulvérisé, est débarrassé des chlorures par plusieurs épuisements à froid par l'alcool à 85°, dissous dans l'eau, déféqué au plomb et finalement précipité par l'alcool. Plusieurs dissolutions et précipitations successives nous ont permis d'obtenir un corps exempt de mannite et n'ayant plus que 0,6 pour 100 de cendres. De 38kg de *Laminaria flexicaulis* récoltés à Jersey, fin septembre, nous avons retiré 400g environ de laminarine.

Les auteurs précités attribuent à la laminarine les propriétés suivantes : poudre blanche, insipide, lévogyre, non colorable par l'iode, non réductrice, transformée par hydrolyse en glucose exclusivement, soluble dans

(1) Schmiedeberg, *Tageblatt der 58 Versammlung deutscher Naturförscher und Ärtzte in Strassburg*, 1885, p. 427.

(2) Kylin, *Zeit. für physiol. Chemie*, 94, 1915, p. 337.

(3) Mme Gruzewska, *Bull. Soc. Chimie biologique*, 3, 1921, p. 490, et 5, 1923, p. 216.

l'eau et dans l'alcool faible, se déposant spontanément de ses solutions à l'état de sphérites qui donnent entre nicols croisés le phénomène de la croix noire.

A ces caractères nous ajouterons les suivants : les sphérites de laminarine obtenus en solution aqueuse diluée (3 pour 100) peuvent atteindre 30$^{\mu}$ de diamètre, ils ont des propriétés optiques très particulières; M. Gaudefroy, qui a bien voulu les examiner les décrit ainsi :

« Ces sphérites ont une biréfringence faible. Un bon nombre d'entre eux présentent, entre nicols croisés, une croix noire dont les branches sont orientées à 45° des sections principales des nicols et non pas suivant ces sections comme c'est le cas pour l'amidon et pour les sphéro-cristaux d'inuline. Une lame teinte sensible superposée à la préparation fait virer au rouge deux des secteurs et au vert les deux autres. Si l'on fait tourner la préparation, l'orientation de la croix noire ne change pas, ni celle des secteurs rouges ou verts. On peut concevoir deux phénomènes de cette sorte, symétriques l'un de l'autre, et en effet certains sphérites ont leurs secteurs rouges dans la position où d'autres ont leurs secteurs verts. Il n'y a pas lieu de penser cependant que ces sphérites sont de deux sortes, les uns droits, les autres gauches, parce qu'un même sphérite, tournant sur lui-même dans un liquide en mouvement, présente tantôt l'un tantôt l'autre de ces deux aspects symétriques. »

Le produit desséché à 105-110° ne perd plus d'eau lorsqu'on élève la température à 150°; d'autre part, le poids de sucre réducteur obtenu par hydrolyse correspond sensiblement à l'équation théorique

$$C^6H^{10}O^5 + H^2O = C^6H^{12}O^6.$$

La laminarine répond donc vraisemblablement à la formule $C^6H^{10}O^5$ et les mesures cryoscopiques permettent de prévoir pour cette formule le coefficient 6 ou 7.

Schmiedeberg comparait la laminarine à une dextrine, bien qu'elle fût lévogyre. Nous avons trouvé pour son pouvoir rotatoire $(\alpha)_D = -11,5$ (Kylin — 13; Mme Gruzewska — 17,25 et — 12,49). Dans les liqueurs hydrolysées par les acides nous n'avons pu identifier aucun sucre autre que le glucose [1]; encore que le pouvoir rotatoire (+ 49) soit légèrement inférieur à celui du glucose.

Il est impossible d'assigner à la laminarine un point de fusion net : au bloc Maquenne, elle commence à brunir vers 200° tout en restant pulvérulente, puis noircit sans devenir pâteuse. A 300° elle charbonne sans fondre. Anhydre, elle reprend en trois jours, à l'air du laboratoire, 16,5 pour 100

(1) Dans la nouvelle nomenclature, la laminarine deviendra ainsi le laminaroloside.

d'eau sans pour cela changer d'aspect. Elle est assez soluble dans l'eau (21^g pour 100^g à $15°$), soluble dans l'alcool à $60°$ ($16^g,5$ pour 100^g), insoluble dans l'alcool à $85°$ même à l'ébullition. Il semble possible de la fractionner par les alcools de concentrations différentes ; selon Kylin elle serait un mélange de glucides voisins les uns des autres. Son dérivé barytique est soluble dans l'eau et précipite par addition d'alcool ; il n'est pas dissociable par le gaz carbonique.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Interprétation des valeurs de la réserve alcaline du plasma sanguin au cours des céto-acidoses.* Note de M. **Paul Cristol**, présentée par M. A. Desgrez.

Tous les auteurs admettent, depuis les études de Van Slyke, que la céto-acidose est une acidose spéciale « où l'intensité de l'acétonurie totale n'est pas toujours parallèle à la diminution de la réserve alcaline » (Derrien et Fontès). Cette opinion, exprimée déjà par Van Slyke et Cullen, a été reprise depuis par de nombreux auteurs, notamment au Congrès de Médecine de Nancy, en 1925, par Dautrebande, M. Labbé et F. Nepveux et M. Welcker.

Il est, en effet, facile de se rendre compte que l'on peut trouver, chez un sujet excrétant des quantités notables de corps cétoniques, une réserve alcaline normale ou très peu abaissée. Nous-même, après bien d'autres auteurs, dans quelques observations de coma diabétique, mortel ou jugulé par l'insuline, avons pu observer des taux de CO^2 de 48,7 ; 52,6 ; 61,3 ; 57,9 pour 100, à l'appareil de Van Slyke.

De même, il y a fréquemment désaccord entre les taux de la réserve alcaline et ceux du CO^2 alvéolaire, celui-ci étant souvent diminué, en même temps que les corps cétoniques urinaires sont augmentés, tandis que la réserve alcaline est normale. Pour expliquer de telles divergences, on a été jusqu'à invoquer une excitation des centres respiratoires par l'acétylacétate de sodium (Hurtley et Trevan, opinion reprise par Poulton).

On ne doit envisager plus simplement qu'une cause extrêmement logique : la carence de la méthode de Van Slyke, qui donne, dans le cas de céto-acidose par acide acétylacétique, une réserve alcaline exagérée, par suite de décarboxylation plus ou moins complète de cet acide dans l'appareil de dosage.

a. Un premier dosage de R. A donne le taux de 42^{cm^3} de CO^2 pour 100. Dans un

deuxième dosage, nous remplaçons l'eau distillée de lavage par une solution d'acétylacétate de Na à 0,90 pour 1000. Ce dosage, effectué dans les mêmes conditions que le premier, donne le taux de $53^{cm^3},6$ de CO^2 pour 100. Un troisième dosage, effectué avec le même liquide de lavage, mais où le contact de l'acide sulfurique et du mélange plasma + acétylacétate a duré 5 minutes, donne $55^{cm^3},5$ de CO^2 pour 100.

b. Résultats du dosage de la R. A. sur un sang de diabétique insuliné non acétonurique : $57^{cm^3},4$ de CO^2 pour 100. Deuxième dosage avec liquide de lavage : solution d'acétylacétate de Na à 1,80 pour 1000 : 71^{cm^3} de CO^2 pour 100. Troisième dosage, même liquide de lavage avec contact de 5 minutes, résultat : $81^{cm^3},8$ de CO^2 pour 100.

Ces expériences montrent que les dosages de la réserve alcaline, selon Van Slyke, chez les diabétiques acétonuriques ne sont pas exempts de toute cause d'erreur. Même en opérant rapidement, la décarboxylation de l'acide acétylacétique a eu le temps de se produire en partie, et les valeurs de CO^2 trouvées ne sont pas dues uniquement à la réserve alcaline.

Ainsi sont expliquées les fluctuations de cette réserve au cours de l'acidose diabétique, dont voici un exemple :

Cayl..., diabétique ancien, insuliné depuis plus de 2 ans. R.A. : $57^{cm^3},4$ CO^2 pour 100. Cessation de l'insuline le 2 mai 1929.

Dates.	Acétone totale (gr. °/₀₀).	Acide β-oxybutyrique (gr. °/₀₀).	Réserve alcaline (cm³ °/₀).
3 mai 1929	0,707	0,047	69,1
4 »	0,088	0,520	58,6
5 »	0,194	0,378	74,8
6 »	0,190	0,614	—
7 »	0,370	1,419	56,7

On voit nettement que dans le cas de forte acétonurie, sans élimination exagérée d'acide β-oxybutyrique, la réserve alcaline est bien plus forte que dans le cas contraire, c'est-à-dire faible acétonurie, mais forte élimination d'acide β-oxybutyrique.

Donc les réserves alcalines normales ou élevées, dans le cas de céto-acidose, fréquemment rencontrées dans le diabète, doivent être considérées comme des résultats dus à une technique défectueuse et rapportées à leur vraie cause : l'accumulation d'acide acétylacétique dans le sang.

PHYSIOLOGIE PATHOLOGIQUE. — *Modifications de la coagulation sanguine dans la fièvre jaune; leur importance pour le diagnostic précoce.* Note de MM. **J. Vellard** et **Miguelote Vianna**, présentée par M. F. Mesnil.

Au cours de la petite épidémie actuelle de Rio de Janeiro, nous avons pu étudier les modifications de la coagulation sanguine chez une quarantaine

de malades de l'hôpital Oswaldo Cruz. La technique utilisée est, avec quelques modifications, celle établie en collaboration avec V. Brazil pour l'étude de la coagulation normale [1]; elle consiste à mesurer : *a.* le pouvoir coagulant du sérum; *b.* la coagulabilité du plasma; *c.* le taux des antithrombines.

Technique. — L'action coagulante du sérum est déterminée par le volume de ce dernier, capable de coaguler en une heure, au bain-marie à 37°, 1^{cm^3} de plasma étalon de coagulabilité connue. Inversement, le volume de sérum étalon, capable de coaguler dans les mêmes conditions 1^{cm^3} du plasma à étudier, donne l'indice de coagulabilité de ce dernier. Enfin, la teneur en antithrombine d'un plasma est indiquée par le retard que $0^{cm^3},5$ de celui-ci apporte à la coagulation de 1^{cm^3} de plasma étalon par $0^{cm^3},5$ de sérum étalon. Le sérum et le plasma étalons (ce dernier fluoré à 3,0 pour 1000), toujours fournis par le même cheval, étaient utilisés de 3 à 4 heures après leur préparation; le sérum et le plasma, également fluoré, des malades étaient dosés 24 heures après leur préparation (conservation à + 5°).

Les malades examinés appartenaient aux catégories suivantes : 10 formes mortelles, 11 formes graves, 4 formes bénignes, 12 convalescents et 7 suspects dont le diagnostic de fièvre jaune ne fut pas confirmé et qui furent reconnus atteints d'autres affections fébriles (grippe, broncho-pneumonie, paludisme).

Les dosages ont été faits à différentes périodes de la maladie, du 2e au 10e jour dans la phase aiguë, et au cours de la convalescence, entre le 10e et le 20e jour après le début de l'affection.

Résultats. — *Pouvoir coagulant du sérum.* — L'étude du pouvoir coagulant n'a pas montré chez nos malades de modifications caractéristiques; les variations observées sont identiques à celles des individus normaux. Au cours de la maladie, le pouvoir coagulant varie très peu chez un même sujet, malgré l'apparition de grandes quantités d'antithrombines dans le sérum; cette stabilité ne peut être attribuée qu'à une augmentation passagère de la thrombine dans le sérum des malades, réaction de défense analogue à celle qui s'observe dans la fièvre typhoïde.

Coagulabilité du plasma. — Au contraire, chez tous les malades à la période aiguë de la maladie, quelle que soit la forme clinique dont ils étaient atteints, s'observait une diminution très marquée de la coagulabilité du plasma, tandis que, chez les sept sujets souffrant d'autres affections fébriles, la coagulabilité s'est toujours montrée normale. La diminution de la coagu-

[1] Brazil et Vellard, *Ann. Inst. Pasteur*, 42, 1928, p. 907.

labilité est précose : déjà très marquée au 2e jour dans un cas bénin, elle était considérable au 3e jour dans deux formes mortelles; elle s'accentue les jours suivants, atteignant, dans les formes graves ou moyennes, son chiffre le plus bas entre le 7e et le 9e jour. Pendant la convalescence, elle se relève plus ou moins rapidement suivant la gravité de l'affection; généralement elle est redevenue normale vers le 20e jour, sauf dans quelques formes très graves. Dans les formes bénignes, cette diminution de la coagulabilité est moins accentuée, et le retour à la normale plus rapide (dès le 11e jour dans une de nos observations). Dans les formes très graves ou mortelles, elle s'abaisse plus rapidement et plus fortement; dans certains cas, de même que très souvent à la période agonique, le sang, même non additionné de subtances anticoagulantes, devient spontanément incoagulable *in vitro*. Ces altérations de la coagulabilité traduisent une lésion profonde de la cellule hépatique, et sont moins accentuées dans les formes cardiaques, suprarénales et cérébrales; nous avons toujours vérifié un parallélisme évident entre les troubles de la coagulabilité et la gravité des hémorragies. En ce qui concerne l'évolution de la maladie, une diminution ttès rapide de la coagulabilité, indiquant une lésion très grave de la cellule hépatique, assombrit toujours le pronostic.

Antithrombines. — La diminution de la coagulabilité n'est pas due à l'altération ou à la diminution du fibrinogène; tous les plasmas, même à la période agonique, quand le sang restait indéfiniment fluide *in vitro*, coagulaient normalement avec les venins ophidiques. Les faits observés proviennent de l'apparition dans la circulation de quantités considérables d'antithrombines, qui non seulement retardent la coagulation du plasma, mais lui communiquent des propriétés anticoagulantes marquées; dans quelques cas, $0^{cm^3},5$ de plasma suffisait à empêcher complètement la coagulation du plasma étalon par le sérum étalon. La courbe des antithrombines accompagne de très près celle de la coagulabilité; chez quatre malades seulement (trois formes mortelles et une grave), la diminution de la coagulabilité était un peu plus forte que ne permettait de le supposer le dosage des antithrombines, révélant dans ces cas particuliers seulement une légère altération du fibrinogène; mais cette diminution du fibrinogène n'était jamais très accusée.

Conclusion. — La diminution de la coagulabilité sanguine dans la fièvre jaune n'est pas un phénomène spécifique; elle dépend de la gravité des lésions hépatiques; expérimentalement nous avons pu reproduire des modifications tout à fait comparables chez des chiens intoxiqués par le chloroforme et l'acide arsénique. Mais la constance de cette réaction dans la fièvre

jaune, même dans les cas légers, sa précocité, son intensité, et son absence dans les autres affections fébriles avec lesquelles cette maladie peut être confondue, surtout à son début (grippe, broncho-pneumonie, paludisme, etc.), permettent de l'utiliser avec profit pour le diagnostic précoce de la fièvre jaune.

MICROBIOLOGIE. — *Infection transplacentaire du cobaye par le spirochète ictéro-hémorragique*. Note de M. **A. Saenz**, présentée par M. Calmette.

Le spirochète ictéro-hémorragique traverse la peau et les muqueuses mêmes intactes, l'épithélium rénal et les cellules hépatiques et se retrouve dans le sang pendant les derniers jours de la maladie. Le caractère hémorragique des lésions qu'il provoque, ses effets abortifs quasi constants et la virulence du liquide amniotique, démontrée par Costa et Troisier [1], laissaient supposer que le spirochète ictéro-hémorragique franchit aisément le placenta et pénètre dans les organes du fœtus. Cependant la démonstration de cette infection transplacentaire restait à faire. Nous avons cherché à réaliser les expériences suivantes :

A. Un cobaye femelle pleine reçoit sous la peau 6^{cm^3} d'une suspension en eau physiologique de foie de cobaye, infecté avec la souche Verdun, mort de spirochétose.

L'animal malade est sacrifié agonisant, 5 jours après l'inoculation, et l'on retire aseptiquement de son utérus (en évitant toute contamination par le sang maternel) le placenta et un fœtus de 6^{cm} de long que l'on inocule séparément, après broyage, à deux cobayes. L'animal inoculé avec le fœtus succomba le septième jour, présentant les symptômes de l'infection ictéro-hémorragique. Le deuxième cobaye, inoculé avec le placenta, mourut de spirochétose le treizième jour; l'examen microscopique décela de nombreux spirochètes. Le foie des animaux ayant succombé à une injection d'émulsion de fœtus ou de placenta, provoqua la spirochétose chez d'autres cobayes qui moururent 6 à 7 jours après l'inoculation. Les spirochètes placentaires et fœtaux avaient donc la même virulence que les spirochètes inoculés au cobaye femelle.

B. On injecte à une autre femelle pleine 2^{cm^3} d'une suspension de foie spirochétosique : 6 jours après, devenue ictérique, elle avorte de deux petits presque à terme, puis succombe. Le foie de ces fœtus fut inoculé sépa-

(1) *C. R. Soc. de Biologie*, 79, 1916, p. 1041.

rément à deux cobayes qui moururent de spirochétose les quinzième et seizième jours.

C. Une troisième femelle pleine reçoit en injection sous-cutanée 3^{cm^3} d'une suspension de foie broyé provenant d'un cobaye inoculé avec le virus des passages précédents. Seize heures après, elle met bas deux petits à terme, morts, dont le foie ne contenait pas de spirochètes décelables au microscope, ni à l'ultramicroscope. Quatre cobayes auxquels une émulsion de cet organe fut injectée sont restés indemnes de spirochétose. La mère mourut ictérique 6 jours après l'infection.

Il ressort de ces expériences que, chez les cobayes femelles infectées expérimentalement, le spirochète ictéro-hémorragique d'Inada passe du sang maternel au placenta, puis au fœtus, dans les organes duquel il peut être mis en évidence soit par l'examen microscopique, soit par l'inoculation,

Les spirochètes trouvés dans le foie offrent les mêmes caractères morphologiques et manifestent la même virulence que la souche dont ils proviennent. L'infection que provoque l'inoculation des organes fœtaux contenant peu de parasites évolue après une période d'incubation plus longue que l'infection transmise directement par la souche originelle ; mais ses caractères cliniques et anatomo-pathologiques sont identiques.

Le passage des spirochètes à travers le placenta ne s'effectue qu'après un laps de temps supérieur à 16 heures, ce qui indique que la spirochétose fœtale est liée à la phase septicémique de l'infection maternelle.

A $16^h 15^m$, l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

La Commission chargée de dresser une liste de candidats à la place vacante parmi les Académiciens libres par la mort de M. le Maréchal *Foch* présente, par l'organe de M. le Président, la liste suivante :

En première ligne.	M. **Achille Le Bel.**
En seconde ligne, ex æquo par ordre alphabétique.	MM. **Jacques Cavalier,** **Armand de Gramont,** **Louis Martin.**

Les titres de ces candidats sont discutés.

L'élection aura lieu dans la prochaine séance.

La séance est levée à $16^h 40^m$.

É. P.